Entwicklung und experimentelle Untersuchung eines SEYA-NAMIOKA-Monochromators und hierfür geeigneter torischer Spiegel

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Erich Schäffer

aus Hannover

1965

Druck:
ERNST-REUTER-GESELLSCHAFT
der Förderer und Freunde der Freien Universität Berlin e.V.
DISSERTATIONS-DRUCKSTELLE
1 Berlin 33, Garystr. 45

Entwicklung und experimentelle Untersuchung eines SEYA-NAMIOKA-Monochromators und hierfür geeigneter torischer Spiegel

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Erich Schäffer

aus Hannover

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Referent: Professor Dr. H. Lassen
Referent: Professor Dr. R. Honerjäger

ag der mündlichen Prüfung: 23. Juli 1965
ag der Promotion:

10. NOV. 1965

Inhaltsübersicht

I. Einleitung 1

II. Konstruktion und Aufbau des Monochromators 9

1. Gesamtaufbau 9
2. Aufbau des Gitterhalters 11
3. Aufbau der Spaltkammern 12
4. Der Gitterantrieb 14
5. Die Registriervorrichtung 15

III. Das Konkavgitter 17

IV. Justierung des Monochromators 23

1. Grobjustierung 25
2. Feinjustierung 28

V. Abbildungseigenschaften des Monochromators 40

1. Einfluß der Gitterbreite auf Linienprofil und Auflösungsvermögen 40
2. Linienkrümmung, sowie Einfluß von Eintritts- und Austrittsspalthöhe auf das Linienprofil 50
3. Abhängigkeit der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung von Gitterbreite und Gitterhöhe, sowie von Eintritts- und Austrittsspalthöhe bei geraden und gekrümmten Spalten 58

VI. Herstellung achsenastigmatisch abbildender Flächen und Untersuchung ihrer Flächengüte bezüglich der Verwendbarkeit als Beugungsgitter 70

1. Prüfung der Flächengüte einer torischen Fläche unter Berücksichtigung zweier zur Herstellung geeigneter unterschiedlicher Schleifverfahren 71
2. Herstellung einer achsenastigmatisch abbildenden Fläche aus Epoxyharz 78

VII. Zusammenfassung 86

VIII. Literaturverzeichnis 89

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546516_0043

I. Einleitung

Im Jahre 1952 wurde von SEYA [1] eine neue Konkavgitter aufstellung angegeben. Diese Gitteraufstellung ermöglicht den Bau eines bezüglich der Konstruktion besonders einfachen Monochromators für das Wellenlängengebiet des extremen Ultraviolett. Bei dieser Anordnung wird zur Variation der Wellenlänge der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlung das Konkavgitter um eine Achse gedreht, die parallel zu den Gitterfurchen durch den Scheitelpunkt des Gitters führt.

Gegenüber ähnlichen Aufstellungen, bei denen ebenfalls die Wellenlängenvariation durch Drehung des Gitters erreicht wird [2], [3], [4], liegt die Besonderheit bei der SEYAschen Anordnung darin, daß die durch die Gitterdrehung auftretende Defokussierung nicht durch Verschiebung der Spalte bzw. des Gitters kompensiert zu werden braucht; vielmehr wird bei der SEYAschen Aufstellung durch besondere Wahl der Apparatekonstanten C; $\rho = \frac{R}{r}$ und $\rho' = \frac{R}{r'}$, die durch die Gitterdrehung auftretende Defokussierung zu einem Minimum gemacht. Die Bedeutung der Größen C, R und r folgt aus Abb. 1. r' ist der Ab-

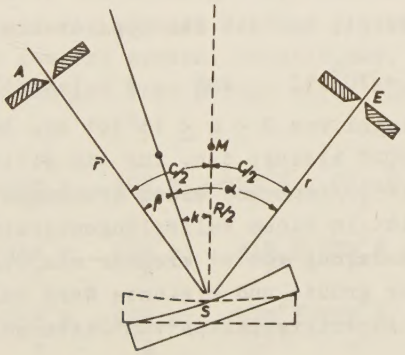


Abb. 1 Gitteraufstellung nach SEYA

E: Eintrittsspalt; A: Austrittsspalt; R: Krümmungsradius des Gitters; M: Mittelpunkt des Rowlandkreises; α: Einfallswinkel; β: Ausfallswinkel; k: Gitterdrehwinkel; C: Winkel zwischen Einfalls- und Ausfallsrichtung; r: Abstand Gitterscheitelpunkt - Eintrittsspalt; $\overline{r}'$: Abstand Gitterscheitelpunkt - Austrittsspalt

stand des Bildes des Eintrittsspaltes bei der Wellenlänge λ vom Scheitelpunkt des Gitters. Unter "Defokussierung" ist nach SEYA die Nichterfüllung des Zusammenhanges

$$\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R} + \frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R} = \rho\cdot\cos^2\alpha - \cos\alpha + \rho'\cos^2\beta - \cos\beta = 0 \qquad (1)$$

zu verstehen. Darin bedeuten (vgl. Abb. 1):
α = Einfallswinkel, β = Ausfallswinkel, R = Krümmungsradius des Gitters; r = Abstand Gitterscheitel - Eintrittsspalt, r' = Abstand Gitterscheitel - Bild des Eintrittsspaltes, $\rho = \frac{R}{r}$; $\rho' = \frac{R}{r'}$. Setzt man in (1) $\alpha = C/2 + k$, $\beta = -(C/2 - k)$, worin k den Drehwinkel des Gitters bedeutet, gemessen von der Stellung des Gitters, bei der das Bild 0. Ordnung am Austrittsspalt erscheint, dann erhält man aus (1)

$$r' = \frac{r\cdot R\cdot\cos^2(C/2 - k)}{r\cdot[\cos(C/2 + k) + \cos(C/2 - k)] - R\cdot\cos^2(C/2 + k)} \qquad (2)$$

bzw.
$$\rho' = \frac{\cos(C/2 + k) + \cos(C/2 - k) - \rho\cdot\cos^2(C/2 + k)}{\cos^2(C/2 - k)} . \qquad (2a)$$

SEYA [1] hat gezeigt, daß mit den Apparatekonstanten

$$C = 70^\circ 15' \quad \text{und} \quad \rho = 1{,}22247$$

bei einem Drehwinkel von $0 \leq k \leq 13^\circ 30'$ die Änderung von ρ' kleiner als 0,00023 bleibt; d.h. für ein Gitter mit einer Furchenzahl von 1500/inch und einem Krümmungsradius von R = 1000 mm bleibt in einem Wellenlängenbereich von 0 - 6600 Å die Änderung von r' kleiner als 0,15 mm. Sind r'_{max} und r'_{min} der größte und kleinste Wert von r', so ist der Abstand des Austrittsspaltes vom Gitterscheitelpunkt zweckmäßig zu

$$\bar{r}' = \frac{r'_{max} + r'_{min}}{2} \quad *) \qquad (3)$$

zu wählen.

*) In [21] hat $\bar{r}'$ eine etwas andere Bedeutung. Es ist dort nicht der arithmetische Mittelwert gemäß (3), sondern der Mittelwert der Funktion r' = f(k).

Unter Verwendung dieser von SEYA angegebenen Apparatekonstanten hat NAMIOKA [5] 1954 einen Monochromator konstruiert. Weiter wurden unter anderem von N.G. GRASIMOWA,[7] und BERTHOLD - SCHÄFER [8] Monochromatoren, die nach dem SEYA-schen Prinzip arbeiten, beschrieben.

Besonders bewährt hat sich der SEYA-Monochromator bei Untersuchungen über die Photoionisation von Gasen, bei denen zur Identifizierung der durch kurzwellige UV-Strahlung erzeugten Ionen, Massenspektrometer verwendet werden. Hierbei kommt es besonders aus ionenoptischen Gründen darauf an, daß der geometrische Verlauf des Strahlenbündels der UV-Strahlung in der Ionisationskammer des Massenspektrometers sich nicht mit der Wellenlänge ändert [9], [10], [11], [12], [13], [14]. Nur dann, wenn wie bei der SEYA-schen Anordnung das Gitter zur Wellenlängenvariation lediglich gedreht wird, läßt sich diese Bedingung mit geringem Aufwand erfüllen.

Nach der BEUTLERschen Theorie über die Abbildungseigenschaften des sphärischen Konkavgitters [15] ist die Bedingung (1) nur das erste Glied einer Reihenentwicklung. Um die Abbildungsfehler des Konkavgitters möglichst gering zu halten, müssen auch die höheren Glieder dieser Reihenentwicklung zu Null gemacht werden. Deshalb muß, wenn auf ein hohes Auflösungsvermögen Wert gelegt wird, die Bedingung gelten

$$\frac{\partial(F_2+F_2')}{\partial w} = w\left(\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R} + \frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right)$$

$$+ \frac{3}{2} w^2\left[\frac{\sin\alpha}{r}\left(\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R}\right) + \frac{\sin\beta}{r'}\left(\frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right)\right] + \quad (4)$$

$$+ 2 w^3\left[\frac{\sin^2\alpha}{r^2}\left(\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R}\right) + \frac{\sin^2\beta}{r'^2}\left(\frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right)\right] + \ldots =$$

$$w f_1(\alpha,\beta,r,r') + \frac{3}{2} w^2 f_2(\alpha,\beta,r,r') + 2w^3 f_3(\alpha,\beta,r,r') + \ldots = 0$$

(Bedeutung von F_2 und F_2' siehe BEUTLER [15]).

Darin ist w eine Koordinate senkrecht zu den Gitterfurchen (Abb. 2).

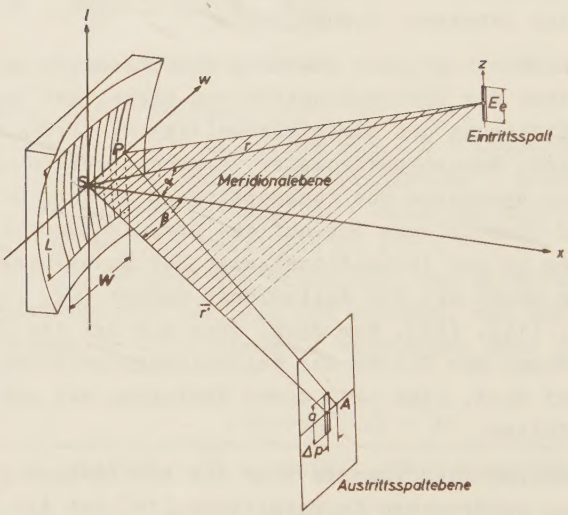


Abb. 2 Koordinatensystem mit Gitter- und Spaltbezeichnungen

S: Gitterscheitel; l: Gitterdrehachse; w: Koordinate senkrecht zu den Gitterfurchen; x: optische Achse; z: Koordinate parallel der Längsausdehnung des Eintrittsspaltes; r: Entfernung Gitterscheitel - Eintrittsspalt; $\overline{r}'$: Entfernung Gitterscheitel - Austrittsspalt; α: Einfallswinkel; β: Ausfallswinkel; E: Eintrittsspalt; e: Länge des Eintrittsspaltes; A: Austrittsspalt; a: Länge des Austrittsspaltes; L: Gitterfurchenlänge; W: Breite der wirksamen Gitterfläche; P: Gitterpunkt auf der w-Koordinate; Δp: Aberration des Strahles über P

Für den Fall der Rowlandkreisaufstellung, für den gilt

$$r = R \cdot \cos \alpha; \qquad r' = R \cdot \cos \beta \tag{5}$$

sowie für den Fall der Wadsworth-Aufstellung, bei dem

$$r = \infty \; ; \qquad \beta = 0 \tag{6}$$

sein müssen, werden die einzelnen Glieder der Bedingung (4) Null, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man (5) und (6) in (4) einsetzt. Die Forderung, daß zur Erreichung eines hohen Auflösungsvermögens (4) erfüllt werden muß, ist also bei diesen beiden Aufstellungen gewährleistet.

Die SEYAsche Anordnung ist jedoch keine der üblichen Gitteraufstellungen auf dem Rowlandkreis. Ersetzt man, wie es die SEYA-Aufstellung fordert, in (4) die Größen α, ß und r' durch $\alpha = C/2 + k$, $ß = -(C/2 - k)$, $r' = \bar{r}'$, so findet man, daß sich keines der Glieder der Bedingung (4) über den gesamten zu überstreichenden Drehwinkelbereich (d.h. Wellenlängenbereich) zu Null machen läßt. Nur das in w lineare Glied $w \cdot f_1(C/2, k, r, \bar{r}')$ nimmt, wenn man die Apparatekonstanten C, r und $\bar{r}'$ nach dem von SEYA angegebenen bzw. in [21] beschriebenen Verfahren geeignet wählt, für drei verschiedene Werte k den Wert 0 an und weicht bei den übrigen k-Werten des zu überstreichenden Drehwinkelbereiches sehr wenig von 0 ab (vgl. Tab. I). Dieses Verhalten von $w \cdot f_1(C/2, k, r, \bar{r}')$ wird aus der Abb. 3 verständlich, in der nach Gleichung (2) r' als Funktion von k aufgetragen wurde.

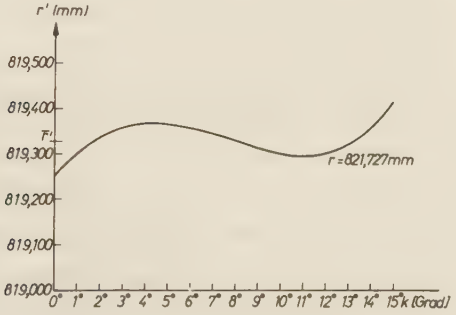


Abb. 3 r' als Funktion von k im Bereich $0^o \leq k \leq 15^o$ mit den Apparatekonstanten $C = 69^o44'$, r = 821,727 mm. $\bar{r}'$ hat den Wert 819,327 mm.

Die geeignete Wahl von C und r bewirkt nämlich, daß, wie Abb. 3 zeigt, die Größe r' bei drei k-Werten den mittleren Wert $\bar{r}'$ annimmt und bei den übrigen k-Werten sehr wenig von $\bar{r}'$ abweicht. Die Glieder $\frac{3}{2} w^2 \cdot f_2(C/2, k, r, \bar{r}')$ und $2w^3 \cdot f_3(C/2, k, r, \bar{r}')$ nehmen jedoch mit zunehmendem k monoton zu. Der Einfluß dieser Glieder auf die Abbildungsgüte und damit auf das Auflösungsvermögen, läßt sich nur noch durch die Größe w beeinflussen, die genügend klein gewählt werden muß (s.w.u.).

Betrachtet man gemäß der BEUTLERschen Theorie einen Strahl, der von E über P mit den Koordinaten w und l = 0 mm in Richtung A verläuft (siehe Abb. 2), so beträgt der Abstand Δp des Durchstoßpunktes dieses Strahles vom Durchstoßpunkt des Hauptstrahles in der Austrittsspaltebene, deren Entfernung vom Gitterscheitel S $\bar{r}'$ mm beträgt und senkrecht zum Hauptstrahl steht nach BEUTLER

$$\Delta p = \bar{r}' \cdot \frac{\partial (F_2 + F_2')}{\partial w} \quad . \qquad (7)$$

Nach (7) und (4) wächst damit Δp mit Potenzen von w. Da jedoch mit abnehmendem w der Durchmesser des Beugungsscheibchens in der Austrittsspaltebene zunimmt, existiert eine optimale Gitteröffnung. In der Arbeit [16] wurde die optimale Gitteröffnung für ein Gitter des Krümmungsradius R = 1000 mm mit W = 2 w = 20 mm angegeben.

Die Tabelle I vermittelt einen Eindruck der Größe der Zahlenwerte von $w \cdot f_1(C/2, k, r, \bar{r}')$, $\frac{3}{2} w^2 \cdot f_2(C/2, k, r, \bar{r}')$ und Δp für zwei verschiedene Werte von w. Dabei wurden für die Parameter C, r, $\bar{r}'$ und R folgende Werte eingesetzt:

$C = 69^\circ 44'$; $r = 821{,}727$ mm; $\bar{r}' = 819{,}327$ mm; $R = 1000$ mm.

Für w wurden die Werte w = 10 mm, das ist der optimale Wert, und w = 20 mm eingesetzt, das entspricht Gitterbreiten von W = 20 mm und W = 40 mm.

Man erkennt aus der Tabelle, daß das in w lineare Glied dreimal den Wert 0 annimmt und dazwischen nur wenig von 0 abweicht, während das in w quadratische Glied monoton mit k wächst. Ab Gitterdrehwinkel $\geq 4^\circ$ bestimmt das in w quadratische Glied der Bedingung (4) in zunehmendem Maße die Aberration Δp.

k	$w \cdot f_1(C/2,k,r,\bar{r}')$		$\frac{3}{2} w^2 \cdot f_2(C/2,k,r,\bar{r}')$		Δp [mm]	
	w = 10 mm	w = 20 mm	w = 10 mm	w = 20 mm	w = 10 mm	w = 20 mm
0°	$-8{,}12 \cdot 10^{-7}$	$-1{,}62 \cdot 10^{-6}$	$-8{,}12 \cdot 10^{-9}$	$-3{,}25 \cdot 10^{-8}$	$-6{,}72 \cdot 10^{-4}$	$-1{,}35 \cdot 10^{-3}$
1°	$-3{,}01 \cdot 10^{-7}$	$-6{,}03 \cdot 10^{-7}$	$-5{,}82 \cdot 10^{-8}$	$-2{,}32 \cdot 10^{-7}$	$-2{,}94 \cdot 10^{-4}$	$-6{,}85 \cdot 10^{-4}$
2°	$6{,}64 \cdot 10^{-8}$	$1{,}32 \cdot 10^{-7}$	$-2{,}14 \cdot 10^{-7}$	$-8{,}56 \cdot 10^{-7}$	$-1{,}20 \cdot 10^{-4}$	$-5{,}92 \cdot 10^{-4}$
3°	$2{,}97 \cdot 10^{-7}$	$5{,}95 \cdot 10^{-7}$	$-4{,}74 \cdot 10^{-7}$	$-1{,}89 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}44 \cdot 10^{-4}$	$-1{,}06 \cdot 10^{-3}$
4°	$4{,}03 \cdot 10^{-7}$	$8{,}06 \cdot 10^{-7}$	$-8{,}38 \cdot 10^{-7}$	$-3{,}35 \cdot 10^{-6}$	$-3{,}56 \cdot 10^{-4}$	$-2{,}08 \cdot 10^{-3}$
5°	$3{,}99 \cdot 10^{-7}$	$7{,}98 \cdot 10^{-7}$	$-1{,}30 \cdot 10^{-6}$	$-5{,}21 \cdot 10^{-6}$	$-7{,}41 \cdot 10^{-4}$	$-3{,}62 \cdot 10^{-3}$
6°	$3{,}06 \cdot 10^{-7}$	$6{,}12 \cdot 10^{-7}$	$-1{,}86 \cdot 10^{-6}$	$-7{,}47 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}28 \cdot 10^{-3}$	$-5{,}62 \cdot 10^{-3}$
7°	$1{,}49 \cdot 10^{-7}$	$2{,}98 \cdot 10^{-7}$	$-2{,}52 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}01 \cdot 10^{-5}$	$-1{,}95 \cdot 10^{-3}$	$-8{,}04 \cdot 10^{-3}$
8°	$-4{,}22 \cdot 10^{-8}$	$-8{,}45 \cdot 10^{-8}$	$-3{,}28 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}31 \cdot 10^{-5}$	$-2{,}72 \cdot 10^{-3}$	$-1{,}08 \cdot 10^{-2}$
9°	$-2{,}33 \cdot 10^{-7}$	$-4{,}66 \cdot 10^{-7}$	$-4{,}12 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}64 \cdot 10^{-5}$	$-3{,}57 \cdot 10^{-3}$	$-1{,}38 \cdot 10^{-2}$
10°	$-3{,}85 \cdot 10^{-7}$	$-7{,}70 \cdot 10^{-7}$	$-5{,}04 \cdot 10^{-6}$	$-2{,}01 \cdot 10^{-5}$	$-4{,}45 \cdot 10^{-3}$	$-1{,}71 \cdot 10^{-2}$
11°	$-4{,}54 \cdot 10^{-7}$	$-9{,}09 \cdot 10^{-7}$	$-6{,}05 \cdot 10^{-6}$	$-2{,}42 \cdot 10^{-5}$	$-5{,}33 \cdot 10^{-3}$	$-2{,}05 \cdot 10^{-2}$
12°	$-3{,}94 \cdot 10^{-7}$	$-7{,}88 \cdot 10^{-7}$	$-7{,}13 \cdot 10^{-6}$	$-2{,}85 \cdot 10^{-5}$	$-6{,}16 \cdot 10^{-3}$	$-2{,}40 \cdot 10^{-2}$
13°	$-1{,}51 \cdot 10^{-7}$	$-3{,}02 \cdot 10^{-7}$	$-8{,}27 \cdot 10^{-6}$	$-3{,}31 \cdot 10^{-5}$	$-6{,}90 \cdot 10^{-3}$	$-2{,}73 \cdot 10^{-2}$
14°	$3{,}30 \cdot 10^{-7}$	$6{,}61 \cdot 10^{-7}$	$-9{,}48 \cdot 10^{-6}$	$-3{,}79 \cdot 10^{-5}$	$-7{,}49 \cdot 10^{-3}$	$-3{,}05 \cdot 10^{-2}$
15°	$1{,}11 \cdot 10^{-6}$	$2{,}22 \cdot 10^{-6}$	$-1{,}07 \cdot 10^{-5}$	$-4{,}29 \cdot 10^{-5}$	$-7{,}88 \cdot 10^{-3}$	$-3{,}33 \cdot 10^{-2}$

Tabelle I Zahlenwerte von $w \cdot f_1(C/2,k,r,\bar{r}')$; $3/2 \cdot w^2 \cdot f_2(C/2,k,r,\bar{r}')$ und Δp als Funktion von k mit den Parametern $C = 69°44'$; $r = 821{,}727$ mm; $\bar{r}' = 819{,}327$ mm; $R = 1000$ mm, für die Werte w = 10 mm und w = 20 mm

NAMIOKA [17] hat, nachdem er die BEUTLERsche Theorie in einigen wesentlichen Punkten berichtigt und abgeändert hat,in einer weiteren Arbeit [18] eine umfassende Theorie über die Abbildungseigenschaften eines Monochromators vom Typ SEYA veröffentlicht. Darin wurden die Nachteile der SEYA-Anordnung gegenüber einer Rowlandkreisaufstellung für ein Gitter mit der Furchenlänge L = 0 ausführlich diskutiert.

Die Konstruktion des in dieser Arbeit verwendeten Monochromators ist in der Diplomarbeit des Verfassers enthalten. Über den hiernach gebauten Monochromator wird im folgenden zunächst berichtet. Die Ausarbeitung eines für einen SEYA-NAMIOKA-Monochromator geeigneten Justierverfahrens, sowie die experimentellen Untersuchungen der Abbildungseigenschaften eines solchen Monochromators, bilden den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Arbeit.

In einem weiteren Kapitel wird über Herstellung und Untersuchung der Flächengüte torischer Spiegel berichtet, die für den Aufbau eines stigmatisch abbildenden Monochromators vom SEYA-Typ erforderlich sind.

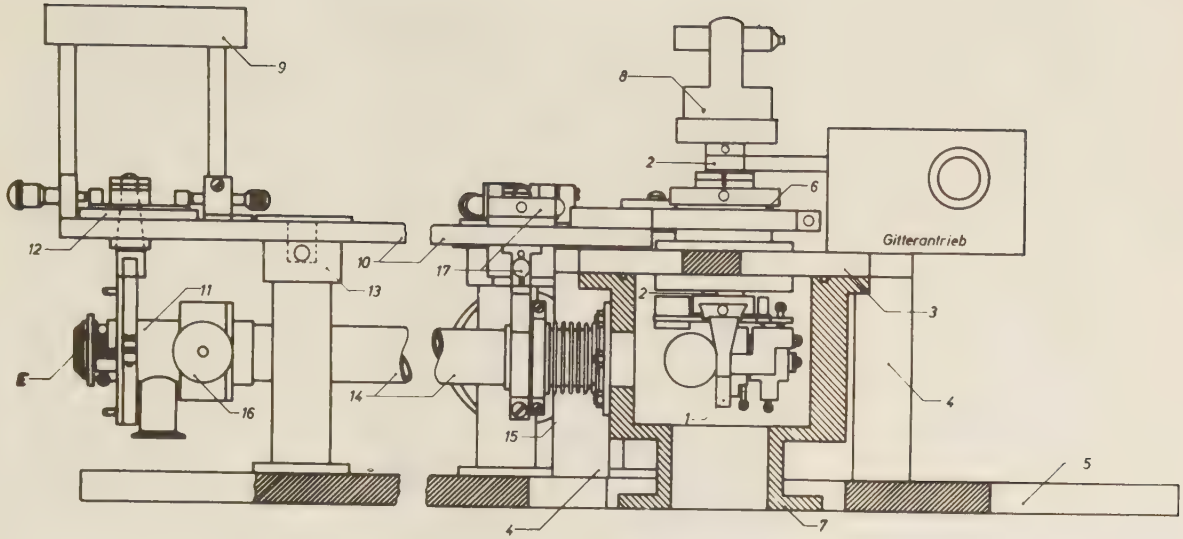


Abb. 4 Gesamtaufbau des Monochromators
Bedeutung der Zahlen siehe Text in II/1

II. Konstruktion und Aufbau des Monochromators

1. Gesamtaufbau

Der Aufbau des Monochromators ist aus der Abb. 4 zu ersehen. Der Gitterhalter 1_4* ist hängend montiert, wobei die Drehachse 2_4 nach oben vakuumdicht durch eine 2 cm starke Aluminiumplatte 3_4 geführt wurde, die mit Hilfe von 3 Säulen 4_4 aus Rundaluminium auf einer Grundplatte 5_4 montiert ist. Die Gitterdrehachse 2_4 wurde als Konus ausgebildet, mit dem sie in dem Drehkörper 6_4 gelagert ist. Dieser Drehkörper 6_4 enthält gleichzeitig die für die Aufrechterhaltung eines Vakuums von mindestens 10^{-4} Torr erforderlichen Dichtungselemente, und zwar zwei Dichtmanschetten (Simmeringe), die sich in einem Ölbad befinden. Diese hängende Anordnung des Gitterhalters hat u.a. den Vorteil, daß die Diffusionspumpe ohne Verwendung von Rohrkrümmern direkt an die Unterseite des Rezipienten 7_4 angeflanscht werden kann. Bei den bisher bekannt gemachten Konstruktionen war das Gitter stehend angeordnet. Um sicher zu gehen, daß keine Öldämpfe in den Rezipienten gelangen, wurde die Diffusionspumpe vom Typ Diff. 120 der Firma Balzers mit einem wassergekühlten Ölbaffle ausgerüstet. Die Befürchtung, daß sich wegen der direkt unter dem Gitter angeordneten Diffusionspumpe auf dem Gitter ein Ölfilm bilden könnte, hat sich nicht bestätigt. Es konnte nach mehrmonatigem Betrieb kein Ölfilm auf dem Gitter nachgewiesen werden.

Der Rezipient 7_4 läßt sich mitsamt der Diffusionspumpe und einem Plattenventil von unten über den Gitterhalter schieben und an der Aluminiumplatte 3_4 vakuumdicht verschrauben. Als Dichtungselemente dienen zwei Rundschnurgummiringe, die in den oberen Rand des aus Dural bestehenden Rezipienten eingelassen sind. Ein weiterer Vorteil der hängenden Anordnung des Gitterhalters ist die einfache Montage des Gitterantriebs (Abb. 5) und einer Teilkreisanordnung zur Ablesung des Gitterdrehwinkels. Als Teilkreis diente in diesem Fall ein Theodolit 8_4, dessen Fußplatte fest mit der Gitterdreh-

*Die Zahl bezeichnet das Bauelement. Der Index an der Zahl weist auf die entsprechende Abbildung hin, in der das besprochene Bauelement zu finden ist.

achse verbunden ist. Die Alhidade des Theodoliten wird bei Drehung der Gitterdrehachse dadurch festgehalten, daß das Theodolitfernrohr auf ein im Unendlichen liegendes Fadenkreuz ausgerichtet wird. Dieser im Unendlichen liegende Fixpunkt wird durch einen Kollimator 9_4 realisiert (siehe auch Abb. 5). Durch die Parallelität des vom im Unendlichen gelegenen Fixpunkt ausgehenden Strahlenbündels wird ein möglicher Exzentrizitätsfehler, der dadurch entsteht, daß Gitterdrehachse und Alhidadenachse des Theodoliten nicht koaxial sind, vermieden. Mit dieser Teilkreisanordnung können die Drehwinkel der Gitterdrehachse auf $\pm$ 1/100 Neugrad genau abgelesen werden.

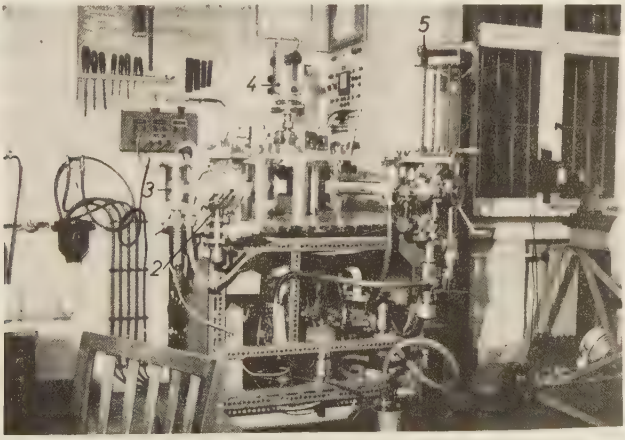


Abb. 5 Gesamtansicht des Monochromators
1: Eintrittsspaltkammer; 2: Austrittsspaltkammer; 3: Multiplier; 4: Theodolit; 5: Kollimator

Der Träger 10_4 trägt die Eintrittsspaltkammer 11_4, die sich mit Hilfe des Supports 12_4 in Richtung auf das Gitter zum Zweck der Justierung verschieben läßt. Der Träger 10_4 wird durch die Brücke 13_4 abgestützt. Diese Brücke besitzt eine Justierschraube, mit der der Träger 10_4 zur Justierung des Winkels C um den Drehkörper 6_4 um kleine Winkel geschwenkt werden kann. Die Spaltkammer wird über das Rohr 14_4 und den Federungskörper 15_4 vakuumdicht mit dem Rezipienten 7_4 verbunden. Zwischen Spaltkammer 11_4 und Rohr 14_4 wurde ein

Schiebeventil 16_4 eingebaut, mit dem es möglich ist, die Spaltkammer vakuummäßig vom Hauptrezipienten zu trennen. Mit der Einstellvorrichtung 17_4 läßt sich das Rohr 14_4 so zum Rezipienten ausrichten, daß sich der Federungskörper leicht mit einer Schelle, ähnlich den Leyboldschen Kleinflansch-verbindungen, mit dem Rezipienten verbinden läßt. Dieselbe Anordnung von Spaltkammer, Träger, Support, Schiebeventil, Rohr und Federungskörper findet sich auf der Austrittsspalt-seite, nur daß hier der Träger fest und nicht drehbar wie auf der Eintrittsspaltseite mit der Platte 3_4 verbunden ist.

2. Aufbau des Gitterhalters

Das Gitter wird in der Fassung 1_6 (Abb. 6) durch drei Blatt-federn auf die im Boden der Fassung eingelassenen Kugeln 2_6 aufgedrückt. Mit seinem Rande liegt das Gitter auf zwei kleinen Schräubchen 3_6 auf, mit denen es in der Fassung zen-triert werden kann. Die Einstellvorrichtung 1_7 (Abb. 7) ge-stattet eine Drehung des Gitters um die x-Achse (Abb. 2). Mit ihr können also die Gitterfurchen parallel zur Gitter-drehachse ausgerichtet werden. Mit den drei Schrauben 4_6, von denen nur eine im Bild sichtbar ist, kann das Gitter in der Fassung 1_6 nivelliert werden, d.h. es kann mit diesen

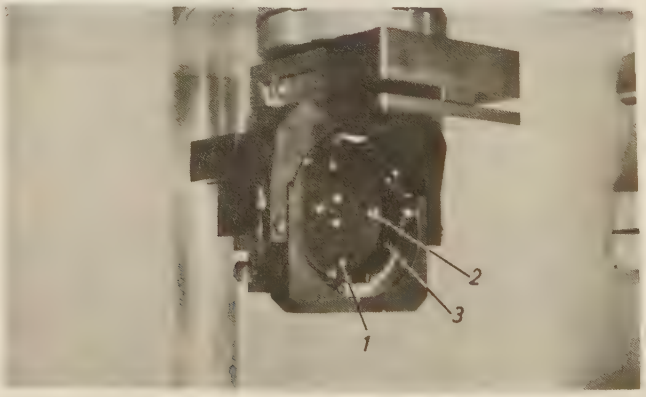


Abb. 6 Gitterhalter
Bedeutung der Zahlen: siehe Text in II, 2 "Aufbau des Gitterhalters"

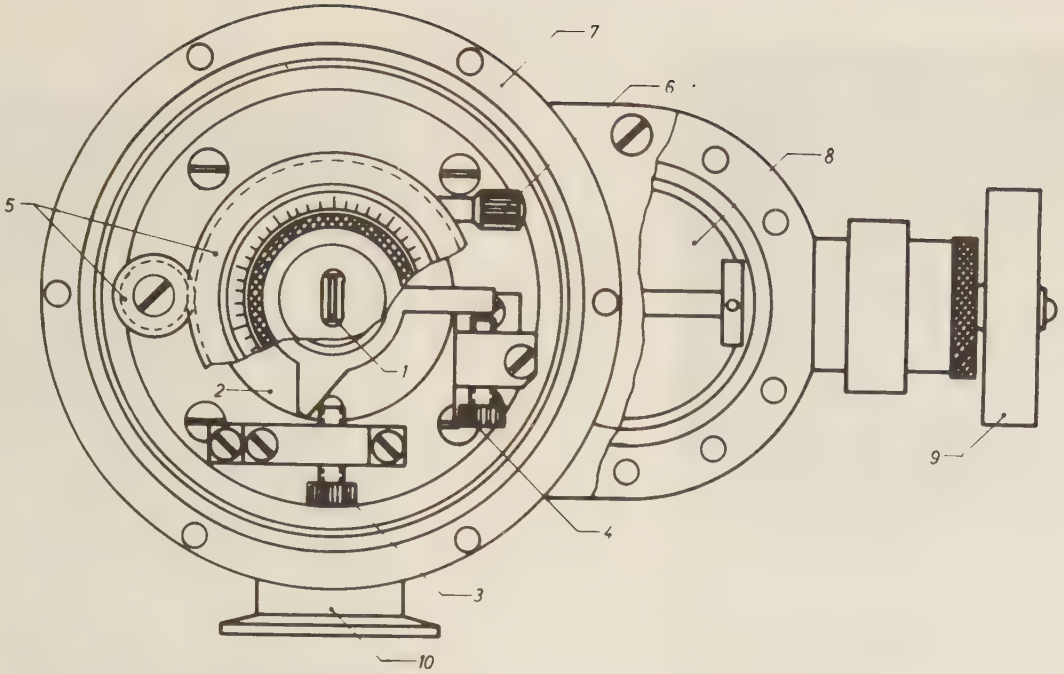


Abb. 18 Eintrittsspaltkammer. Bedeutung der Zahlen siehe Text in II/3

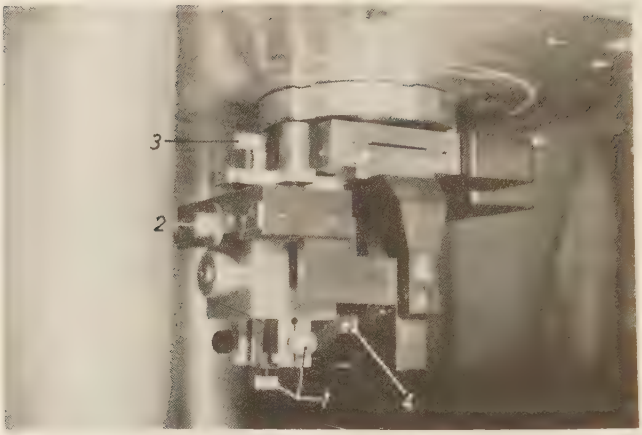


Abb. 7 Gitterhalter
Bedeutung der Zahlen: siehe Text in II, 2 "Aufbau des Gitterhalters"

Schrauben so justiert werden, daß bei einer Drehung um die x-Achse (Abb. 2) der Krümmungsmittelpunkt des Gitters seine Lage im Raum beibehält. Mit Hilfe der Schraube 2_7 kann das Gitter in x-Richtung verschoben werden. Die Stellschraube 3_7 ermöglicht eine Kippung des Gitters um die w-Achse (Abb. 2).

3. Aufbau der Spaltkammern

Die Konstruktion der Eintrittsspaltkammer mit eingesetztem Spalt und Schiebeventil zur Abtrennung der Spaltkammer vom Hauptrezipienten zeigt die Konstruktionszeichnung (Abb. 8). Da Eintritts- und Austrittsspaltkammer den gleichen Aufbau besitzen, genügt es, nur die Eintrittsspaltkammer zu beschreiben.

Der Eintrittsspalt 1_8 ist mit Hilfe eines Konus und einer Überwurfmutter 2_8 in der Spaltkammer befestigt. Er läßt sich mit den beiden Stellschrauben 3_8 und 4_8 um den Hauptstrahl als Achse drehen. Diese Verstellvorrichtung dient zur Senkrechtstellung des Spaltes zur Meridionalebene (siehe

weiter unten). Die Stellschraube 4_8 wurde so ausgebildet, daß sie, als fester Anschlag wirkend, gestattet, den Spalt nach Herausnahme wieder reproduzierbar einzusetzen. Mit Hilfe der Zahnradübersetzung 5_8 kann der Spalt von außen in seiner Breite verändert werden. Die Stellschraube 6_7 dient zur Grobjustierung des Spaltes relativ zur Meridionalebene. Eintritts- und Austrittsspalt haben eine maximale Höhe von 10 mm. Um untersuchen zu können, wie sich die Linienprofile und die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung mit zunehmender Spalthöhe ändern, konnte der Monochromator zusätzlich mit geraden und gekrümmten Spalten von 40 mm Spalthöhe ausgerüstet werden. An den Flansch 7_8 können verschiedene Lichtquellen vakuumdicht angesetzt werden. Als Dichtelement dient ein Rundschnurgummiring. Das Schiebeventil 8_8 wird mit dem Handrad 9_8 betätigt. Eine Drehung des Handrades um 180° löst den Ventilteller mit Hilfe eines Exzenters von seiner Auflage, dann kann der Ventilteller zur Freigabe des Lichtweges zurückgezogen werden. An den Flansch 10_8 läßt sich eine Diffusionspumpe zur Evakuierung der Spaltkammer anschließen.

Das Foto (Abb. 9) zeigt die fertig aufgebaute Austrittsspaltkammer.

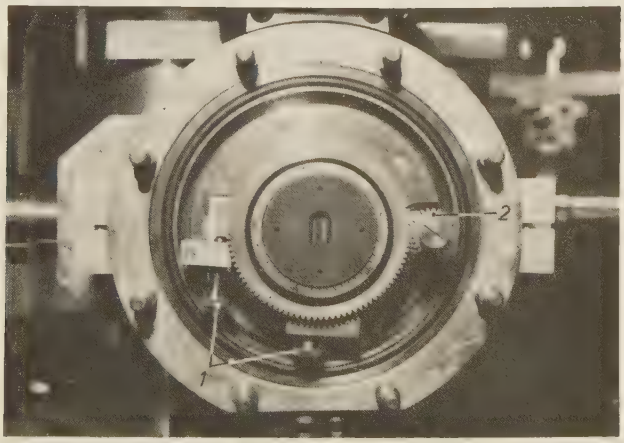


Abb. 9 Austrittsspaltkammer
1: Stellschrauben zur Spaltjustierung
2: Zahnradübertragung für Spaltbreitenverstellung

4. Der Gitterantrieb*

Den Gitterantrieb zeigt die Abb. 10. Da sich die am Austrittsspalt eingestellte Wellenlänge nach der Formel

$$\lambda = 2d \cos C/2 \sin k \qquad (8)$$

ergibt (λ = Wellenlänge, d = Gitterkonstante, C = Winkel zwischen Eintrittsspalt - Gitterscheitel - Austrittsspalt (Abb. 1), k = Gitterdrehwinkel), wäre es zweckmäßig, den Wellenlängenantrieb so zu konstruieren, daß der Sinus des Gitterdrehwinkels proportional ist dem Drehwinkel der Schraube des Antriebs. Um jedoch den mechanischen Aufwand gering zu halten, wurde in diesem Fall ein Antrieb verwendet, bei dem der Sinus des Gitterdrehwinkels in erster Näherung proportional ist dem Schraubendrehwinkel.

Wie die Abb. 10 zeigt, treibt ein Synchronmotor 1_{10} über ein Untersetzungsgetriebe 2_{10} eine Präzisionsschraube an. Die Mutter 4_{10} auf dieser Schraube bewegt über eine Stößelstange 3_{10} den Gitterdreharm 5_{10} und damit die Gitterdrehachse. Mit der Schraube ist ein Meßpotentiometer 7_{10} verbunden, dessen jeweiliger Widerstand ein Maß für die eingestellte Wellenlänge ist.

Das Untersetzungsgetriebe des Antriebs gestattet die Einstellung folgender Vorschubgeschwindigkeiten: 0,025 Å/sec; 0,05 Å/sec; 0,1 Å/sec; 0,2 Å/sec; 0,4 Å/sec; 0,8 Å/sec; 1,6 Å/sec. Jede dieser Vorschubgeschwindigkeiten kann noch einmal um den Faktor 10 vergrößert werden.

Eine Kontaktscheibe 6_{10}, die ebenfalls direkt mit der Schraube des Gitterantriebs gekoppelt ist, gestattet, den Schreibereingang kurzzeitig kurzzuschließen. Dadurch können jeweils im Abstand von 10 Å Wellenlängenmarken geschrieben werden. Die Abb. 10 zeigt eine Aufnahme des Wellenlängenantriebs.

---

*) Der Gitterantrieb wurde von Herrn Dr. Schönheit für den von ihm bei Untersuchungen zur Photoionisation von Gasen eingesetzten Monochromator konstruiert. Für die Überlassung der detaillierten Konstruktionszeichnung bin ich Herrn Dr. Schönheit zu Dank verpflichtet.

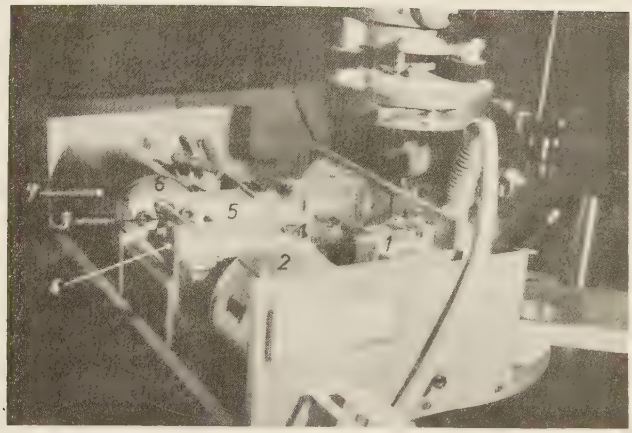


Abb. 10 Gitterantrieb
1: Synchronmotor; 2: Untersetzungsgetriebe; 3: Stößelstange; 4: Mutter; 5: Gitterdrehарm; 6: Kontaktscheibe; 7: Potentiometer

5. Die Registriervorrichtung

Zur Registrierung der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung wurde ein Multiplier vom Typ RCA 1 P 28 gewählt. Unterhalb von 2500 Å wurde ein Natriumsalizylat-Leuchtschirm zwischen Spalt und Multiplier geschaltet, oberhalb von 2500 Å wurde der Multiplier direkt hinter den Austrittsspalt gesetzt. Die Betriebsspannung wurde so gewählt, daß der Multiplier bei optimalem Signal/Dunkelstrom-Verhältnis arbeitete. Ferner konnte zur Herabsetzung des Dunkelstroms der Multiplier mit flüssiger Luft gekühlt werden.

Die elektrische Schaltung zeigt Abb. 11. Die Hochspannung für den Multiplier wurde einem stabilisierten Netzgerät entnommen. Über einen Spannungsteiler mit 10 Widerständen von je 50 kΩ wurden die Dynodenspannungen erzeugt. Der Multiplierstrom wurde über einen Widerstand geleitet, dessen

Größe zur Einstellung der Empfindlichkeit veränderbar war. Zu den Arbeitswiderständen, die in Form einer Widerstandsdekade angeordnet waren, konnten Kondensatoren parallel geschaltet werden, so daß sich jeweils eine Zeitkonstante von 1 sec im Anodenkreis des Multipliers ergab. Die am Arbeitswiderstand des Multipliers erzeugte Spannung wurde einem Impedanzwandler mit dem Verstärkungsfaktor 1 zugeführt. Der Ausgang des Wandlers war unter Zwischenschaltung eines 50 Hz-Filters über einen als Meßbereichumschalter dienenden, in Stufen veränderbaren Spannungsteiler mit einem Kompensationsschreiber verbunden.

Die eindeutige Zuordnung vom Gitterdrehwinkel und am Schreiber registrierter Wellenlänge war durch die im Gitterantrieb und im Schreiber eingebauten Synchronmotoren gewährleistet.

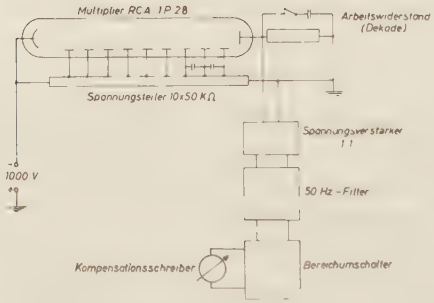


Abb. 11 Schaltung der Registriervorrichtung

III. Das Konkavgitter

Der Monochromator wurde mit einem sphärischen Konkavgitter ausgerüstet, das einen Krümmungsradius von 1000 mm besitzt und auf einer Fläche von 40 x 40 mm^2 mit 500 Furchen/mm geteilt ist. Der Blazewinkel beträgt $2^{o}1'$, die zugehörige Blaze-Wellenlänge hat den Wert 1200 Å.

Vor Durchführung der Gitterteilung wurde die für das Gitter vorgesehene sphärische Spiegelfläche mit Hilfe der FOUCAULTschen Schneidenmethode [19] auf Flächenfehler untersucht. Für die weiter unten beschriebenen Messungen über die Abbildungseigenschaften des SEYA-Monochromators war es besonders wichtig, ein bezüglich der Flächengüte hochwertiges Gitter in den Monochromator einzusetzen, da die aus der Besonderheit der SEYA-Aufstellung resultierenden Abbildungsfehler nicht durch die Flächenfehler des Gitters verfälscht werden sollten.

Mit Hilfe der FOUCAULTschen Schneidenmethode wurde aus vier zur Verfügung stehenden Spiegeln derjenige mit den geringsten Flächenfehlern durch eine Voruntersuchung ausgewählt. Die Meßanordnung hierzu war folgende (Abb. 12):

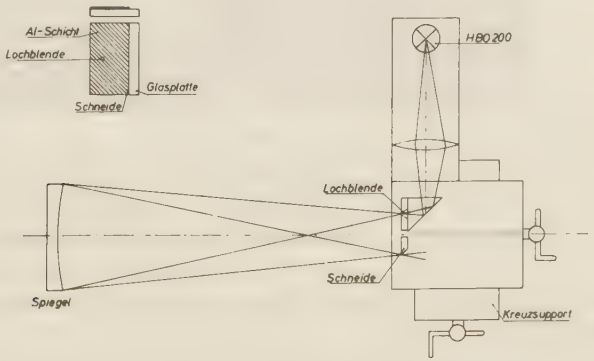


Abb. 12 FOUCAULTsche Schneidenanordnung zur Messung der Flächengüte des zur Gitterteilung vorgesehenen Spiegels (oben links die Lochblenden-Schneidenanordnung zur Messung des Krümmungsradius des Spiegels)

Eine Lochblende von ca. 50 µ Durchmesser wurde mit dem Licht einer Quecksilberhochdrucklampe vom Typ Osram HBO 200 beleuchtet. Dicht neben dieser Lochblende wurde in derselben Ebene die FOUCAULTsche Schneide angeordnet. Lochblende, Schneide und Lichtquelle wurden auf einem Kreuzsupport montiert und auf einer optischen Bank aufgestellt. Dieser Schneidenanordnung wurde im Abstand von ca. 1 m der zu untersuchende Spiegel auf derselben optischen Bank gegenübergestellt. Die Längsverschiebung des Supports in Richtung der optischen Achse konnte mit einer Meßuhr auf besser als $\pm$ 1 µ gemessen werden. Abb. 13 zeigt eine Aufnahme des verwendeten Schneidengerätes.

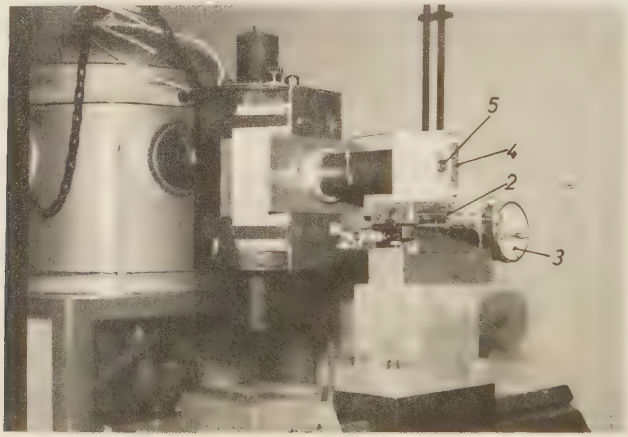


Abb. 13 FOUCAULTsches Schneidengerät
1: Lampengehäuse; 2: Support;
3: Meßuhr; 4: Schneide;
5: Lochblende; 6: optische Bank

Das Meßprinzip der FOUCAULTschen Schneidenmethode [19] ist folgendes:

Wird im Krümmungsmittelpunkt einer idealen Kugelfläche eine punktförmige Lichtquelle aufgestellt, dann wird diese Lichtquelle durch die Kugelfläche in sich selbst abgebildet (Autokollimation). Bewegt man nun eine Schneide rechtwinklig zur

optischen Achse in den Strahlenschnittpunkt hinein und akkomodiert auf die Spiegelfläche, indem man das Auge dicht hinter die Schneide in das Strahlenbündel bringt, dann beobachtet man bei einer idealen Kugelfläche, daß die vorher hell leuchtende Spiegelfläche gleichmäßig über die ganze Öffnung dunkel wird, wenn die Schneide in den Bildpunkt hineingefahren wird. Weicht die reflektierende Fläche jedoch an irgendwelchen Stellen von der idealen Kugelform ab, so werden die an diesen Stellen reflektierten Strahlen nicht im Krümmungsmittelpunkt der idealen Kugelfläche vereinigt. Beim Hineinfahren der Schneide in das Strahlenbündel werden dann die nicht im Krümmungsmittelpunkt vereinigten Strahlen früher oder später wie die homozentrischen Strahlen von der Schneide verdeckt. Die Spiegelfläche erfährt dadurch für das Auge keine gleichmäßige Verdunklung, vielmehr erscheinen die Fehlstellen als dunkle bzw. helle Flächen in mittelheller Umgebung. Selbst kleinste Polierfehler können mit diesem Verfahren noch gut festgestellt werden. Nach MAKSUTOW [19] ist die noch erkennbare Abweichung von der idealen Kugelfläche

$$h_{min} = 0{,}005 \cdot \lambda \ . \qquad (9)$$

Darin ist λ die Wellenlänge, bei der beobachtet wird.

Eine genaue Theorie der FOUCAULTschen Schneidenmethode auf beugungstheoretischer Grundlage gibt ZERNIKE [20].

Der aus den zur Verfügung stehenden Spiegeln ausgewählte zeigte noch in geringem Maße den Fehler des Achsenastigmatismus. Dieser Fehler ist daran zu erkennen, daß sich die beim Hineinfahren der Schneide in das elliptische Bündel entstehende Hell-Dunkelgrenze um die optische Achse dreht, wenn man die Entfernung der Schneide vom Spiegelscheitelpunkt geringfügig ändert. Durch Benutzung dieses Effektes läßt sich nach einem von MAKSUTOW angegebenen Verfahren die astigmatische Differenz dadurch messen, daß man die Abstandsdifferenz bestimmt, um die man die Schneide von der ersten Stellung in eine zweite entlang der optischen Achse verschieben muß, bis sich die Schattengrenze gegenüber ihrer Lage in der 1. Schnei-

denstellung um 90° gedreht hat. Diese Abstandsdifferenz ist die astigmatische Differenz (MAKSUTOW [19] deutsche Auflage, Seite 189). Die Abb. 14 zeigt die Lage der Hell-Dunkelgrenze bei zwei verschiedenen Entfernungen der Schneide vom Spiegelscheitelpunkt.

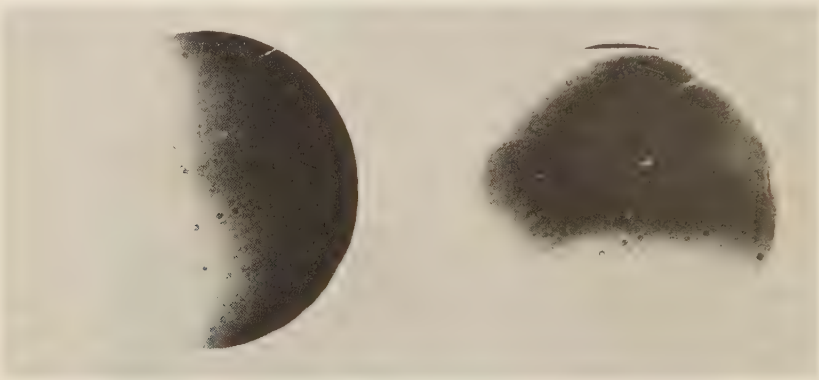


Abb. 14 Drehung der Hell-Dunkelgrenze auf einem Spiegel mit Achsenastigmatismus bei Verschiebung der Schneide in Richtung der optischen Achse.

Um störende Reflexionen an der Rückseite des Spiegels auszuschalten, wurde der Spiegel mit einer 600 Å starken Silberschicht bedampft. Die auf den Abbildungen sichtbaren Beugungsscheibchen sind durch die auf dem Spiegel liegenden Staubteilchen und durch Fehler in der Ag-Schicht entstanden.

Die nach diesem Verfahren gemessene astigmatische Differenz an dem für die Gitterteilung vorgesehenen Spiegel betrug

$$\Delta R = 0{,}14 \pm 0{,}02 \text{ mm} .$$

Der Spiegel wurde zur Beseitigung des Achsenastigmatismus von der Lieferfirma nachpoliert. Eine Nachuntersuchung mit Hilfe der Schneidenmethode ließ an dem nachbearbeiteten Spiegel keine Flächenfehler mehr erkennen.

An dem von Flächenfehlern freien Spiegel konnte nun mit hoher Genauigkeit ebenfalls unter Anwendung des Schneidenverfahrens der Krümmungsradius bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden

die Schneide und die Lochblende an der Schneidenapparatur durch eine eben geschliffene und polierte Glasplatte ersetzt, auf die durch Aufdampfen von Aluminium eine scharfe Kante und eine kleine Öffnung von etwa 50 µ Durchmesser erzeugt wurden (siehe linke obere Zeichnung in Abb. 12). So konnte erreicht werden, daß Öffnung und Schneide in einer Ebene lagen. Die beleuchtete Öffnung diente jetzt wieder als punktförmige Lichtquelle (Lochblende) und die durch Aufdampfen erzeugte Kante als Schneide. Mit Hilfe eines Endmaßes, dessen Länge mittels eines Komparators zu 1000,62 ± 0,01 mm bestimmt wurde, konnte der Abstand Spiegelscheitelpunkt - Schneide genau auf diesen Wert eingestellt werden. Zu diesem Zweck wurde das Endmaß mit seiner Spitze auf den Spiegel aufgesetzt und die Berührung zwischen Endmaßspitze und auf den Spiegel aufgedampfte Silberschicht mittels eines Ohmmeters kontrolliert. Dann wurde das Schneidengerät so weit an die zweite Spitze des Endmaßes mit Hilfe des Längssupports herangefahren, bis die Endmaßspitze auf die mit Öffnung und Schneide versehene Glasplatte aufsetzte. Auch hier wurde das Aufsetzen mit Hilfe des Ohmmeters kontrolliert. Es wurde nun durch Verschiebung der Schneidenanordnung in Richtung der optischen Achse die genaue Lage des Bildes der beleuchteten Öffnung gesucht. Die Verschiebung konnte an der Meßuhr auf besser als ± 1 µ abgelesen werden. Nach diesem Verfahren ergibt sich der Krümmungsradius R des Spiegels zu

$$R = l + \Delta l + c \qquad (10)$$

R = Krümmungsradius; l = Länge des Endmaßes; Δl = Verschiebung des Längssupports der Schneidenanordnung; c = Korrekturgröße. Die Korrektur ist in Abb. 15 dargestellt. Unter der Voraussetzung, daß die Glasplatte mit Öffnung und Schneide sehr gut senkrecht zur optischen Achse einjustiert wurde, liegen nach Aufsuchen des Bildes der Öffnung Bild und Schneide auf dem Rowlandkreis. Die Korrekturgröße ergibt sich dann gemäß (11) zu

$$c = \frac{b^2}{l + \Delta l} \,. \qquad (11)$$

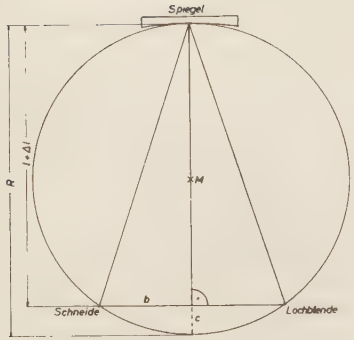


Abb. 15

Zur Definition der Korrekturgröße c
R: Krümmungsradius des Spiegels;
l: Länge des Endmaßes;
Δl: Supportverschiebung zur Aufsuchung des Bildes der Lochblende;
c: Korrekturgröße;
b: Halber Abstand Öffnung - Schneide;
M: Mittelpunkt des Rowlandkreises

Ebenfalls folgt aus dieser Abbildung, daß l + Δl von der Mitte zwischen Schneide und Lochblende bis zum Gitterscheitelpunkt gemessen werden muß. Bei der Schneidenapparatur hatte b den Wert 6 mm.

Die Messung des Krümmungsradius des Spiegels ergab

$$R = 1000{,}17 \pm 0{,}03 \text{ mm}.$$

MAKSUTOW gibt als Fehler der Methode an

$$\Delta R = \pm 0{,}04 \frac{R^2}{D^2} \text{ in } \mu \qquad (12)$$

ΔR = Fehler, R = Krümmungsradius, D = Spiegeldurchmesser. In dem hier vorliegenden Fall ergibt sich bei einem D von 60 mm Durchmesser ΔR zu 12 μ.

Bei allen diesen Messungen wurde die Raumtemperatur durch mehrere Heizlüfter und ein Kontaktthermometer auf 25° konstant gehalten. Die maximale Abweichung dieser Temperatur betrug über den Zeitraum von einem Tag gemessen ± 1/10 °C.

Der Spiegel wurde von der Firma Bausch & Lomb geteilt. Laut Prüfungszertifikat dieser Firma konnten periodische Teilungsfehler nicht nachgewiesen werden.

IV. Justierung des Monochromators

Bei der Ausarbeitung des Justierverfahrens wurde darauf Wert gelegt, mit möglichst geringem Aufwand an optischen Hilfsgeräten auszukommen. Es wird nachfolgend nur die Justierung der optischen Bauelemente beschrieben, wie Gitter, Spalte und Gitterdrehachse relativ zueinander. Die Justierung der Winkelmeßeinrichtung und des Gitterantriebs wird nicht behandelt, da sie sehr wesentlich von der konstruktiven Beschaffenheit und Anordnung dieser Elemente bestimmt wird, die bei den einzelnen Konstruktionen sehr verschieden ausfallen werden. Es ist zweckmäßig, die Justierung des Gitterantriebs und der damit verbundenen Winkelmeßeinrichtung jeweils vor Justierung der optischen Bauelemente vorzunehmen.

Die Justierung des Monochromators erfolgt in zwei Arbeitsgängen, der Grobjustierung und der Feinjustierung. Folgende Justierungen müssen vorgenommen werden:

a) Gitter in der Fassung zentrieren.

b) Nivellierung des Gitters, d.h. Einstellung des Gitters relativ zur x-Achse (Abb. 2) derart, daß der Krümmungsmittelpunkt des Gitters bei Drehung um diese Achse raumfest bleibt. Das Gitter muß um die x-Achse drehbar sein, damit die Gitterfurchen parallel zur Gitterdrehachse l (Abb. 2) eingestellt werden können.

c) Justierung des Gitters durch Drehung um die Achse w, so daß der Krümmungsmittelpunkt in eine Ebene gelegt wird, die senkrecht zur Gitterdrehachse l steht und durch die Mitte des Eintrittsspaltes geht ("Mitte" bezüglich der Längsausdehnung des Spaltes). Die so definierte Ebene, die den Krümmungsmittelpunkt enthält, heiße Meridionalebene.

d) Verschiebung des Gitters in der x-Richtung, so daß die Spur der Meridionalebene in der Gitteroberfläche die Gitterdrehachse schneidet. Dieser Schnittpunkt soll möglichst mit dem Mittelpunkt der Gitterfläche zusammenfallen. Der Schnittpunkt heiße Gitterscheitelpunkt, das Lot in diesem Punkt auf der Gitterfläche heiße optische Achse. Der Kreis,

dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Gitters ist, das Gitter im Scheitelpunkt tangiert und in der Meridionalebene liegt, ist der Rowlandkreis. Der Strahl, ausgehend von der Mitte des Eintrittsspaltes, verlaufend über den Gitterscheitelpunkt in Richtung Austrittsspalt, gelegen in der Meridionalebene, heiße Hauptstrahl.

e) Einstellung der Apparatekonstanten r, das ist der Abstand Gitterscheitelpunkt - Eintrittsspalt (Abb. 1), gemessen in der Meridionalebene, und der Apparatekonstanten $\bar{r}'$, das ist der Abstand Gitterscheitelpunkt - Austrittsspalt, ebenfalls gemessen in der Meridionalebene.

f) Messung bzw. Einstellung des Winkels C (Abb. 1). Das ist der Winkel, den der Hauptstrahl im Gitterscheitel bildet. Ist der Monochromator so konstruiert, daß dieser Winkel nicht durch Verschiebung eines der Spalte parallel zur Peripherie des Rowlandkreises veränderlich ist, genügt es, diesen Winkel zu messen und aus [21] die zu diesem gemessenen Winkel gehörenden optimalen Werte für r und $\bar{r}'$ zu entnehmen und gemäß Punkt e) einzustellen.

g) Senkrechtstellung der Spalte zur Meridionalebene. Hierbei sei unter "Senkrechtstellung zur Meridionalebene" verstanden, daß der Winkel zwischen Längsausdehnung der Spalte und einer Linie, die senkrecht auf dem Hauptstrahl steht und in der Meridionalebene liegt, ein rechter ist. Der Winkel zwischen Längsausdehnung des Spaltes und Hauptstrahl soll möglichst auch, vor allem bei sehr langen Spalten, 90° betragen. Bei Spalten von 10 mm Länge, einer Spaltlänge, die für einen Monochromator vom SEYA-Typ mit einem Gitter vom Krümmungsradius R = 1000 mm optimal ist, genügt jedoch die Fertigungsgenauigkeit, mit der dieser Winkel eingehalten wird, so daß eine Justierung dieses Winkels nicht erforderlich ist.

h) Senkrechtstellung der Gitterfurchen zur Meridionalebene, d.h. Parallelstellung zur Gitterdrehachse bzw. zur Längsausdehnung der Spalte.

1. Grobjustierung

Gewöhnlich wird die Gitterfassung so konstruiert sein, daß das Gitter genau in die Fassung hineinpaßt, eine radiale Verschiebung also nicht möglich ist. Ist jedoch die Gitterfassung größer, etwa aus dem Grunde, daß sie Gitter verschiedenen Durchmessers aufnehmen kann, genügt es, das Gitter nach Augenmaß so einzustellen, daß sein Rand überall in der Fassung den gleichen Abstand vom Fassungsrand besitzt. Eine genauere Einstellung gemäß Punkt a) ist nicht erforderlich, wenn die weitere Justierung nach dem beschriebenen Verfahren durchgeführt wird.

Die Nivellierung gemäß Punkt b) wird folgendermaßen durchgeführt: Eine punktförmige Lichtquelle wird im Krümmungsmittelpunkt des Gitters aufgestellt. Dreht man nun die Gitterfassung um die x-Achse (Abb. 2), so wird das Bild der Lichtquelle, das durch einen halbdurchlässigen Spiegel seitlich aus dem Strahlengang des einfallenden Bündels herausgelenkt und mittels eines Fernrohres beobachtet wird, einen Kreis beschreiben, wenn der Krümmungsmittelpunkt nicht auf der Drehachse liegt. Man bringt nun das Fadenkreuz des Fernrohres in die Mitte dieses Kreises und stellt das Bild der Lichtquelle durch Betätigung der entsprechenden Justierschrauben auf das Fadenkreuz ein. Durch Drehung der Gitterfassung um die x-Achse kontrolliert man die Güte der Einstellung. Der Durchmesser des vom Bild beschriebenen Kreises ist ein Maß für die Abweichung des Krümmungsmittelpunktes von der Drehachse. Mit einem Durchmesser d des Kreises gilt für den Abstand Δ des Krümmungsmittelpunktes von der Drehachse:

$$\Delta = 1/4\ d\ . \qquad (13)$$

Bereits nach zweimaliger Wiederholung dieses Verfahrens wird man bei Drehung des Gitters eine Bewegung des Bildes nicht mehr feststellen können. Es ist zweckmäßig, diese Einstellung bei der Grobjustierung so durchzuführen, daß sie bei der Feinjustierung nicht wiederholt zu werden braucht. Die Nivellierung des Gitters muß besonders dann sorgfältig durchgeführt werden, wenn man ein Gitter, das einen bestimmten Blazewinkel besitzt und somit den Hauptanteil der Strahlung in eine

bestimmte Richtung beugt, so verwenden will, daß die Blaze-Wirkung nicht wirksam wird. Das kann z.B. dann der Fall sein, wenn man das Gitter für einen anderen Wellenlängenbereich als den, der in enger Umgebung der Blaze-Wellenlänge liegt, benutzen will. Man dreht dann das Gitter um die x-Achse um 180°, so daß die andere Flanke des meist dreieckigen Furchenprofils zur Wirkung kommt. Auch bei einem Gitter, das nicht geblazet ist, ist es zweckmäßig, immer zu prüfen, welche Flanke des Furchenprofils die größere Intensität in den gewählten Wellenlängenbereich beugt. Wäre das Gitter in diesen Fällen nicht nivelliert, würde bei einer Drehung um 180° die Erhaltung der übrigen Justierung nicht gewährleistet sein. Besonders wäre nicht sicher, daß nach der Drehung um 180° die Meridionalebene durch die Mitte des Eintrittsspaltes geht, ein Justierfehler, der, wie weiter unten noch zu erläutern sein wird, sich verbreiternd auf das Linienprofil auswirkt.

Nach der Nivellierung des Gitters wird gemäß Punkt c) die Grobeinstellung der Meridionalebene relativ zum Eintrittsspalt durch Drehung des Gitters um die w-Achse vorgenommen. Dazu wird das Gitter bis auf einen schmalen Spalt von etwa 6 mm Höhe parallel zur w-Achse und symmetrisch zur Gittermitte abgeblendet. Die Eintrittsspalthöhe wird auf 1 mm symmetrisch zur Spaltmitte begrenzt, die Spaltbreite kann auf 0,5 mm und mehr eingestellt werden. Das Gitter wird nun so um die Gitterdrehachse gedreht, daß das Licht, das von der beleuchteten Eintrittsspaltöffnung auf das abgeblendete Gitter fällt, in Richtung Eintrittsspalt reflektiert wird. Nun wird das Gitter um die w-Achse so gedreht, daß das zum Eintrittsspalt reflektierte Lichtbündel, das in der Eintrittsspaltebene eine Höhe von etwa 2 mm besitzt, durch die Spaltöffnung fällt. Mit einem halbdurchlässigen Spiegel, den man im Winkel von 45° zur Hauptstrahlrichtung vor den Eintrittsspalt hält, kann dies leicht kontrolliert werden. In den Fällen, in denen es die Konstruktion des Monochromators zuläßt, kann das auf den Eintrittsspalt reflektierte Bündel auch von der Gitterseite her beobachtet werden.

Nach dieser Justierung wird gemäß Punkt d) das Gitter in x-Richtung verschoben, bis die Gitteroberfläche die Gitter-

drehachse tangiert. Dazu beobachtet man von der Seite her den Gitterrand mit einem Fernrohr. Man stellt das Fernrohrfadenkreuz auf den Gitterrand ein und dreht danach das Gitter um 180°. Die Drehung um 180° kann mit einer einfachen Hilfsvorrichtung, beispielsweise einer Kreisplatte von 20 cm Durchmesser, auf die ein Strich durch ihren Mittelpunkt gezogen wurde und die zentrisch auf die Gitterdrehachse gesetzt wird, kontrolliert werden, indem die beiden diametral gegenüberliegenden Strichmarken auf eine feststehende Marke eingestellt werden. Fällt der Gitterrand nach der Drehung nicht mit dem Fernrohrfadenkreuz zusammen, verschiebt man das Gitter in x-Richtung, bis die Abweichung vom Fadenkreuz halbiert wird. Da für die Grobjustierung eine Genauigkeit von $\pm$ 1 mm genügt, kann der geringe senkrechte Abstand des zentralen Punktes der Gitterfläche von der Ebene, die durch den Gitterrand gebildet wird, vernachlässigt werden.

Als nächstes wird gemäß Punkt e) die Grobeinstellung der Abstände r und $\bar{r}'$ (Abb. 1) vorgenommen. Dabei genügt es, diese Abstände der Spalte von der Gitterdrehachse mit Hilfe eines guten Stahlbandmaßes auf $\pm$ 1 mm genau einzustellen. Da sich die Werte von r und $\bar{r}'$ nach der Größe des Winkels C richten, ist es erforderlich, auch den Winkel C zu messen, wenn er nicht, wie das gewöhnlich der Fall sein wird, auf Grund der Konstruktionszeichnung und der beim Bau eingehaltenen Fertigungstoleranzen hinreichend genau bekannt ist. Für die Grobjustierung ist es ausreichend, durch eine Messung des gegenseitigen Abstandes der Spalte und ihrer Abstände von der Gitterdrehachse und einer mit diesen Werten durchgeführten einfachen trigonometrischen Rechnung den Winkel C zu bestimmen und die Werte von r und $\bar{r}'$ aus [21] zu entnehmen.

Nach dieser Justierung stellt man den Eintrittsspalt parallel zur Gitterdrehachse, d.h. senkrecht zur Meridionalebene ein. Auch diese Einstellung wird bei der Grobjustierung nach Augenmaß vorgenommen, wobei ein Fadenlot die Schätzung sehr vereinfacht, wenn man sowohl Spaltneigung wie auch Neigung der Gitterdrehachse relativ zur Lotrichtung beobachtet. Wenn man nach diesen Justierungsarbeiten den Eintrittsspalt in seiner Längsausdehnung bis auf eine kleine Öffnung in

der Spaltmitte abblendet und diese Öffnung beleuchtet, kann man das astigmatische Bild O. Ordnung der Eintrittsspaltöffnung in der Austrittsspaltebene beobachten. Dieses Bild wird für die nachfolgend beschriebene Feinjustierung benötigt. Ziel der Grobjustierung muß es deshalb sein, die optischen Bauelemente so zu justieren, daß ein genügend scharfes Bild O. Ordnung in der Austrittsspaltebene entsteht.

2. Feinjustierung

Es sei an dieser Stelle vermerkt, daß die vor- und nachstehend beschriebenen Justierarbeiten dadurch wesentlich erleichtert werden, daß wie bei der vorliegenden Konstruktion der Rezipient vom Monochromator getrennt werden kann. Durch eine derartige Anordnung wird das Gitter zum Zweck der Justierung völlig frei zugänglich. Die Konstruktion muß dabei wie hier gewährleisten, daß bei Wiedermontierung des Rezipienten die relative Lage von Gitter und Spalten zueinander nicht geändert wird. Bei Konstruktionen, bei denen die Entfernung des Rezipienten nicht möglich ist, sollten entsprechende Öffnungen im Rezipienten vorgesehen werden, die die hier beschriebenen Justierungen ermöglichen.

Die Feinjustierung wird mit der genauen Festlegung der Meridionalebene, wie sie unter Punkt c) definiert wurde, begonnen. Für diese Justierung empfiehlt sich folgendes Verfahren: Der Eintrittsspalt wird auf eine Spaltbreite von etwa 10 μ eingestellt. Bis auf zwei kleine Öffnungen an den Enden des Spaltes (Abb. 17) wird der Spalt symmetrisch zur Mitte abgeblendet und so beleuchtet, daß das Gitter von beiden Spaltpunkten aus voll ausgeleuchtet wird. Durch Drehung des Gitters um die Gitterdrehachse wird das Gitter so eingestellt, daß man die astigmatischen Bilder der beleuchteten Spaltpunkte in der Ebene des Austrittsspaltes beobachten kann. Die Beobachtung wird mit einem Mikroskop vorgenommen, welches eine Vergrößerung von 50 x bis 100 x besitzt. Damit man ungehindert beobachten kann und ein genügend großes Objektfeld gewinnt, entfernt man vorher zweckmäßig den Austrittsspalt aus seiner Halterung. Solange nun der Eintrittsspalt nicht senkrecht zur Meridionalebene in dem unter Punkt g) definierten Sinn steht, und so-

lange nicht die Ebene, die senkrecht auf der Gitterdrehachse steht und den Krümmungsmittelpunkt des Gitters enthält, durch die Mitte des Eintrittsspaltes führt, wird man zwei leicht gekrümmte dicht benachbarte astigmatische Bildlinien der beiden Spaltpunkte beobachten. Ihr gegenseitiger Abstand wird bestimmt durch die Entfernung der beiden Spaltpunkte voneinander, der Neigung des Spaltes zur Meridionalebene und den Abstand, den die Spaltmitte von der Ebene besitzt, die senkrecht auf der Gitterdrehachse steht und den Krümmungsmittelpunkt des Gitters enthält. Diese, nicht durch die Mitte des Eintrittsspaltes gehende Ebene heiße "vorläufige Meridionalebene". Sie wird parallel zu sich verschoben, wenn das Gitter um die w-Achse gedreht wird (Abb. 16).

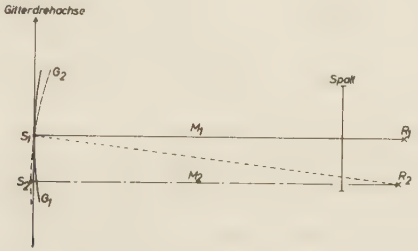


Abb. 16 Verschiebung der Meridionalebene bei Drehung des Gitters um die w-Achse
G_1: Stellung des Gitters bei guter Justierung. Meridionalebene M_1 schneidet die Mitte des Eintrittsspaltes
S_1: Gitterscheitelpunkt bei guter Justierung
R_1: Lage des Krümmungsmittelpunktes bei guter Justierung
G_2: Stellung des Gitters vor der Justierung. Vorläufige Meridionalebene M_2 schneidet den Eintrittsspalt außerhalb der Mitte
S_2: Gitterscheitelpunkt vor der Justierung (vorläufiger Gitterscheitelpunkt)
R_2: Lage des Krümmungsmittelpunktes vor der Justierung

Man kann sich die Entstehung der beiden Bildlinien leicht folgendermaßen erklären, wobei zunächst angenommen werde, daß der Eintrittsspalt senkrecht zur vorläufigen Meridionalebene steht: Die vorläufige Meridionalebene schneidet die

Gitteroberfläche in einer Spur, deren Schnittpunkt mit einer Ebene, die durch die Längsausdehnung des Eintrittsspaltes und die Gitterdrehachse l aufgespannt wird, vorläufiger Gitterscheitelpunkt heißen möge. Die Verbindung dieses Punktes mit dem Krümmungsmittelpunkt des Gitters sei die vorläufige optische Achse. Man denke sich nun die Ebenen durch die beiden Spaltpunkte und die vorläufige optische Achse gelegt. Diese Ebenen sind die Einfallsebenen der Hauptstrahlen, die von den beiden Spaltpunkten ausgehen und über den vorläufigen Gitterscheitelpunkt in Richtung Austrittsspalt verlaufen. Ihre Einfallswinkel und damit Ausfallswinkel sind abhängig von der Entfernung der beiden Spaltpunkte von der vorläufigen Meridionalebene (Abb. 17). Zu den Einfallsebenen stehen die gekrümmten astigmatischen Bildlinien senkrecht. In der Abb. 17 sind die Punkte A_1 und A_2 die Schnittpunkte der Bildlinien mit den Einfallsebenen und den in diesen verlaufenden Hauptstrahlen. Man erkennt, daß aus Symmetriegründen die astigmatischen Bildlinien zusammenfallen müssen, wenn die vorläufige Meridionalebene durch die Mitte des Eintrittsspaltes geht, also zur Meridionalebene wird. Dann werden nämlich die Winkel der Hauptstrahlen mit der optischen Achse gleich groß.

Da nun, wie eine trigonometrische Berechnung des Strahlenverlaufs in der Ebene, die senkrecht zur Meridionalebene (bzw. zur vorläufigen Meridionalebene) steht und den Hauptstrahl enthält (Sagittalebene), zeigt, der Krümmungsradius ρ der astigmatischen Bildlinien in erster Näherung gegeben ist durch

$$\rho = R \cdot \sin \alpha \,, \qquad (14)$$

ρ = Krümmungsradius der astimatischen Bildlinien, R = Krümmungsradius des Gitters, α = Einfallswinkel des Hauptstrahles; kann man sich die astigmatischen Bildlinien dadurch konstruieren, daß man in einer Ebene, die senkrecht auf dem Hauptstrahl des reflektierten Bündels steht, um den Durchstoßpunkt der optischen Achse (bzw. vorläufigen optischen Achse) durch diese Ebene mit der Strecke $R \cdot \sin \alpha$ einen Kreisbogen schlägt (Aufsicht der Abb. 17). Man sieht, daß diese Kreisbögen zusammenfallen, wenn die vorläufige Meridionalebene zur Meridionalebene wird.

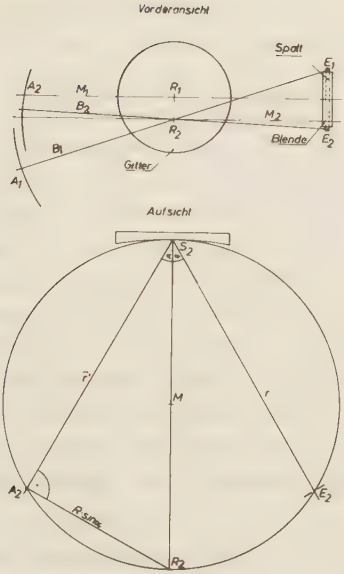


Abb. 17 Zur Erklärung des gegenseitigen Abstandes der astigmatischen Bildlinien
E_1, E_2: Eintrittsspaltöffnungen; M_1: Meridionalebene; M_2: vorläufige Meridionalebene; R_1: Krümmungsmittelpunkt des Gitters in der Meridionalebene; R_2: Krümmungsmittelpunkt des Gitters in der vorläufigen Meridionalebene; B_1, B_2: Einfallsebenen der Hauptstrahlen, die von E_1 und E_2 ausgehen; A_1: Schnittpunkt des astigmatischen Bildes des Spaltpunktes E_1 mit der Einfallsebene B_1 und dem am Gitter reflektierten Hauptstrahl von E_1; A_2: Schnittpunkt des astigmatischen Bildes des Spaltpunktes E_2 mit der Einfallsebene B_2; S_2: vorläufiger Gitterscheitelpunkt; M: Mittelpunkt des Rowlandkreises; R: Krümmungsradius des Gitters; α: Einfalls- und Ausfallswinkel des Hauptstrahles in der Ebene B_2; r, r': (siehe Abb. 1)

Nun ist aber das Zusammenfallen der beiden Bildlinien noch kein eindeutiges Kriterium dafür, daß die Meridionalebene gemäß Punkt c) eingestellt wurde. Vielmehr kann es sein, daß die Neigung des Spaltes zu einer der möglichen vorläufigen Meridionalebenen so groß ist, daß die Winkel der Hauptstrahlen mit der vorläufigen optischen Achse gleich groß werden.

Auch in diesem Fall wird man ein Zusammenfallen der Bildlinien beobachten. Um eine eindeutige Einstellung der Meridionalebene herbeizuführen, beobachtet man die Linien auf der anderen Seite des Eintrittsspaltes. Dazu dreht man das Gitter um die Gitterdrehachse, bis die vorläufige optische Achse jetzt auf der anderen Seite des einfallenden Hauptstrahles denselben Winkel mit dem Hauptstrahl bildet wie vor der Gitterdrehung. Das bedeutet also, daß der Winkel C/2 zwischen optischer Achse und Hauptstrahl einmal rechts und einmal links vom Hauptstrahl eingestellt wird. Dabei genügt die Genauigkeit, mit der der Winkel C nach der oben unter "Grobjustierung" angegebenen Methode gemessen wurde. Man wird jetzt, falls das Zusammenfallen der Bildlinien bei der 1. Gitterstellung durch die Neigung des Spaltes gegen die vorläufige Meridionalebene zustande kam, wieder zwei Linien beobachten.

Man findet die richtige Einstellung, wenn man durch Drehung des Eintrittsspaltes um den Hauptstrahl, der durch die Mitte der Längsausdehnung des Spaltes führt, den Abstand der beiden Linien auf die Hälfte reduziert. Dann bringt man durch Drehung des Gitters um die w-Achse (Abb. 2) die Bildlinien zur Dekkung, dreht das Gitter um die Gitterdrehachse in die Ausgangsstellung zurück und beobachtet wieder, falls noch vorhanden, den Abstand beider Bildlinien. Ist dieser Abstand noch nicht auf Null reduziert, wiederholt man das Verfahren. Wenn man auf beiden Seiten des Hauptstrahles bei Beobachtung durch das Mikroskop keine Doppellinie mehr beobachten kann, ist die Justierung der Meridionalebene und der Senkrechtstellung des Spaltes zu dieser Ebene beendet. Man erledigt also gleichzeitig zwei Punkte der Feinjustierung, nämlich die Festlegung der Meridionalebene gemäß Punkt c) und die Senkrechtstellung des Eintrittsspaltes gemäß Punkt g).

Die Abb. 18 zeigt das Bild 0. Ordnung zweier Spaltöffnungen einmal bei guter Justierung von Meridionalebene und Senkrechtstellung des Spaltes und zum anderen, wenn das Gitter um die w-Achse so weit gekippt wird, daß die vorläufige Meridionalebene den Spalt 2,5 mm unterhalb der Spaltmitte schneidet. Die Spaltpunkte hatten hierbei einen Abstand von 10 mm.

Abb. 18 Bild O. Ordnung der astigmatischen Bildlinien zweier Spaltöffnungen, die einen Abstand von 10 mm besitzen.
a: bei guter Justierung; b: vor der Justierung, vorläufige Meridionalebene schneidet den Spalt 2,5 mm unterhalb der Spaltmitte (30fache Vergrößerung).

Die Bilder wurden mit 30facher Vergrößerung aufgenommen. Der Spalt steht senkrecht zur vorläufigen Meridionalebene. Ein Justierfehler bezüglich der Festlegung der Meridionalebene wirkt sich so aus, als ob die Eintrittsspaltlänge vergrößert würde. Wie später noch gezeigt wird, bewirkt eine Verlängerung des Spaltes eine Verbreiterung der Spektrallinien. Maßgebend für die Breite der Linien ist dabei bei guter Justierung die halbe Spaltlänge. In diesem Falle liegen, wie oben gezeigt wurde, beide Spalthälften symmetrisch zur Meridionalebene, und die Bilder beider Spalthälften überdecken einander. Geht die Meridionalebene nicht durch die Mitte des Spaltes (vorläufige Meridionalebene), so ist für die Linienbreite derjenige Teil des Spaltes maßgebend, der von der vorläufigen Meridionalebene aus gemessen die größere Längenausdehnung besitzt.

Nach der Festlegung der Meridionalebene und der Senkrechtstellung des Eintrittsspaltes zu dieser Ebene werden die Gitterfurchen gemäß Punkt h) zur Meridionalebene senkrecht gestellt. Man beleuchtet dazu wieder die beiden Eintrittsspaltöffnungen mit einer Quecksilberlampe und dreht das Gitter um die Gitterdrehachse, bis in der Austrittsspaltebene die grüne Quecksilberlinie im Gesichtsfeld des Beobachtungsmikroskops erscheint. Stehen die Gitterfurchen nicht senkrecht zur Meridionalebene, wird man zwei Linien dicht nebeneinander beobachten. Durch Drehung des Gitters um die x-Achse bringt man beide Linien zur Deckung. Die Furchen stehen nun senkrecht zur Meridionalebene und damit parallel zur Gitterdrehachse.

Nach dieser Justierung bringt man gemäß Punkt d die Spur der Meridionalebene in der Gitteroberfläche zum Schnitt mit der Gitterdrehachse. Wie oben erwähnt ist dieser Schnittpunkt der Gitterscheitelpunkt. Zu diesem Zweck sucht man mit Hilfe

des FOUCAULTschen Schneidengerätes wie in Kapitel III beschrieben den Krümmungsmittelpunkt des Gitters auf. Durch eine geeignete Anordnung wird dieser Punkt im Raum markiert. Darauf dreht man das Gitter um 180° um die Gitterdrehachse und sucht den Krümmungsmittelpunkt ein zweites Mal mit Hilfe der Schneidenmethode auf. Besitzt der Monochromator keinen Teilkreis, so kann man die Drehung um 180° dadurch mit hoher Genauigkeit bestimmen, daß man auf die Gitterdrehachse einen planparallelen Spiegel aufsetzt und über ein Fernrohr mit Gaußschem Okular das an beiden Spiegelflächen reflektierte vom Fernrohrfadenkreuz ausgehende Bündel beobachtet. Gelingt es, mit dem unter "Grobjustierung" beschriebenen Verfahren die Drehung um 180° auf $\pm$ 0,25° genau einzustellen, reicht diese Genauigkeit aus. Man entfernt nun den Monochromator aus der Verbindungslinie beider Punkte und mißt mittels eines Endmaßstabes und einer Meßuhr den Abstand der beiden Lagen der Krümmungsmittelpunkte. Verlief die Spur der Meridionalebene in der Gitteroberfläche durch die Gitterdrehachse, ist der so gemessene Abstand der Krümmungsmittelpunkte gleich dem doppelten Krümmungsradius des Gitters. Im anderen Fall mißt man einen größeren oder kleineren Wert als den doppelten Krümmungsradius. Das Gitter muß dann um den Wert

$$\Delta = \frac{2R - a}{2} \qquad (15)$$

R = Krümmungsradius des Gitters, a = Abstand zwischen beiden Krümmungsmittelpunkten; in positiver oder negativer x-Richtung, verschoben werden.

Bei zweckmäßiger Anordnung der Meßeinrichtung und konstanter Raumtemperatur läßt sich a auf $\pm$ 0,1 mm genau bestimmen. Ist Δ in (15) ungleich 0, resultiert ein Exzentrizitätsfehler, der zu einer Abweichung zwischen der nach dem Drehwinkel der Gitterdrehachse berechneten Wellenlänge und der am Austrittsspalt tatsächlich erscheinenden führt. Die Tabelle II zeigt die durch den Exzentrizitätsfehler entstehende Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ in [Å] als Funktion vom Gitterdrehwinkel k mit Δ als Parameter. Dabei wurde die Gitterkonstante mit d = 2 μ angenommen. Der Winkel C, in diesem Fall gemessen zwischen Eintrittsspalt, Gitterdrehachse und Austrittsspalt, beträgt 70°.

k	Δ [mm]							
	0,1	-0,1	0,3	-0,3	0,5	-0,5	0,7	-0,7
0°	0,003	-0,003	0,010	-0,010	0,017	-0,017	0,023	-0,023
1°	-0,026	0,026	-0,077	0,077	-0,129	0,129	-0,180	0,180
2°	-0,055	0,055	-0,164	0,165	-0,274	0,274	-0,383	0,384
3°	-0,084	0,084	-0,251	0,252	-0,419	0,419	-0,586	0,587
4°	-0,113	0,113	-0,338	0,338	-0,563	0,564	-0,788	0,790
5°	-0,141	0,141	-0,424	0,425	-0,707	0,708	-0,989	0,991
6°	-0,170	0,170	-0,510	0,510	-0,850	0,851	-1,189	1,192
7°	-0,198	0,198	-0,595	0,596	-0,991	0,993	-1,388	1,390
8°	-0,227	0,227	-0,679	0,680	-1,132	1,134	-1,584	1,588
9°	-0,254	0,254	-0,763	0,764	-1,271	1,273	-1,779	1,783
10°	-0,282	0,282	-0,846	0,846	-1,409	1,411	-1,972	1,976
11°	-0,309	0,309	-0,927	0,928	-1,545	1,547	-2,162	2,167
12°	-0,336	0,336	-1,008	1,008	-1,679	1,681	-2,350	2,355
13°	-0,362	0,362	-1,087	1,088	-1,811	1,814	-2,535	2,540
14°	-0,388	0,388	-1,165	1,166	-1,941	1,944	-2,716	2,722
15°	-0,414	0,414	-1,241	1,242	-2,068	2,071	-2,895	2,901

Tabelle II Abweichung $\Delta\lambda$ in [Å] der aus dem Gitterdrehwinkel berechneten Wellenlänge von der tatsächlich am Austrittsspalt erscheinenden Wellenlänge als Funktion des Gitterdrehwinkels k in [Grad] mit der Exzentrizität Δ als Parameter. Gitterkonstante $d = 2\ \mu$; Winkel $C = 70°$.

Nachdem die Spur der Meridionalebene in der Gitteroberfläche mit der Gitterdrehachse zum Schnitt gebracht wurde, wird der Austrittsspalt senkrecht zur Meridionalebene gestellt. Dazu wird der Eintrittsspalt wieder bis auf eine etwa 1 mm hohe Öffnung in der Spaltmitte abgeblendet und beleuchtet. Eintritts- und Austrittsspaltbreite werden auf 10 µ eingestellt. Man stellt nun das gekrümmte astigmatische Bild der Eintrittsspaltöffnung durch Drehung des Gitters um die Gitterdrehachse so in der Austrittsspaltebene ein, daß der Austrittsspalt die gekrümmte Bildlinie an zwei Stellen als Sehne schneidet. Nun sieht man wie der Austrittsspalt an diesen beiden Stellen seiner Längsausdehnung leuchtet. Bei noch nicht durchgeführter Spaltjustierung liegen diese leuchtenden Stellen nicht symmetrisch zur Spaltmitte. Zur Justierung dreht man den Austritts-

spalt um den Hauptstrahl als Achse, bis diese leuchtenden Spaltstellen gleiche Entfernung von der Mitte des Austrittsspaltes besitzen.

Man kann nun den Winkel C gemäß Punkt f) genau vermessen, bzw. wenn die Konstruktion des Monochromators es vorsieht, diesen Winkel genau einstellen. Dazu kann man sich, je nachdem, ob die Gitterkonstante bekannt ist oder nicht, zweier verschiedener Methoden bedienen. Zunächst werden Eintritts- und Austrittsspalt auf eine Höhe von etwa 1mm symmetrisch zur Mitte abgeblendet und die Spaltbreiten auf etwa 10 µ eingestellt. Ist die Gitterkonstante nicht bekannt, verfährt man nach folgendem Verfahren: Man stellt das Gitter durch Drehung um die Gitterdrehachse so ein, daß man das Bild O. Ordnung der beleuchteten Eintrittsspaltöffnung etwa auf der Halbierungslinie des Winkels C mit einem Fernrohr beobachten kann (Abb. 19).

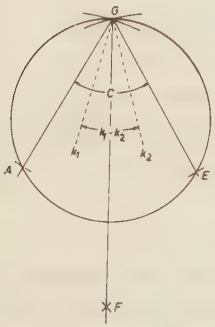


Abb. 19

Messung des Winkels C bei unbekannter Gitterkonstanten
G: Gitterscheitelpunkt; k_1: an der Winkelmeßeinrichtung (Teilkreis, Gitterantrieb) abgelesener Wert bei der Stellung des Gitters, bei der das Bild des Eintrittsspaltes im Fernrohrfadenkreuz erscheint; k_2: an der Winkelmeßeinrichtung abgelesener Wert bei der Stellung des Gitters, bei der das Bild des Austrittsspaltes im Fernrohrfadenkreuz erscheint; A: Austrittsspalt; E: Eintrittsspalt; F: Fernrohrfadenkreuz

Das Bild wird durch Drehung des Gitters um die Gitterdrehachse mit dem Fadenkreuz des Fernrohres zur Deckung gebracht. Der zugehörige Drehwinkel k_1 wird an der Winkelmeßeinrichtung (Teilkreis bzw. Gitterantrieb) abgelesen. Nun beleuchtet man den Austrittsspalt und dreht das Gitter so weit, bis das Bild der Austrittsspaltöffnung im Fadenkreuz des Fernrohres erscheint. Der abgelesene Winkelwert sei k_2. Mit k_1 und k_2 folgt dann für den Winkel C:

$$C = 2\,(k_1 - k_2). \qquad (16)$$

Ist die Gitterkonstante bekannt, wird die Messung von C folgendermaßen vorgenommen:

Man beleuchtet die Eintrittsspaltöffnung mit einer Quecksilber-Spektrallampe, etwa der Lampe Hg 3 von Osram. Dann bestimmt man die zu den am Austrittsspalt eingestellten Linien mit der bekannten Wellenlänge λ_n gehörenden Drehwinkel k_n. Der Winkel C ergibt sich dann nach der Methode der kleinsten Quadrate aus

$$2d \cos \frac{C}{2} = \frac{\sum_n \lambda_n \cdot \sin k_n}{\sum_n \sin^2 k_n} \qquad (17)$$

d = Gitterkonstante, λ_n = am Austrittsspalt eingestellte Linie der Wellenlänge λ_n, k_n = zur Wellenlänge λ_n gehörender Drehwinkel k_n.

Die Winkel k_n sind diejenigen, um die das Gitter von der Stellung, bei der das Bild O. Ordnung am Austrittsspalt erscheint, gedreht werden muß, bis die Wellenlänge λ_n am Austrittsspalt erscheint.

Als letzte Feinjustierung erfolgt nun gemäß Punkt e) die genaue Einstellung der Apparatekonstanten r und $\bar{r}'$. Dazu stellt man das Gitter so ein, daß die optische Achse mit dem vom Eintrittsspalt ausgehenden Hauptstrahl zusammenfällt. Da der Winkelwert, bei dem das Bild O. Ordnung am Austrittsspalt erscheint, und der Winkel C bekannt sind, kann leicht derjenige an der Winkelmeßeinrichtung einzustellende Winkelwert berechnet werden, bei dem diese Bedingung erfüllt ist. Man entfernt nun den Eintrittsspalt aus seiner Halterung, wobei vorausgesetzt wird, daß der Spalt sich reproduzierbar wieder einsetzen läßt, eine Forderung, die aus Zweckmäßigkeitsgründen wohl bei allen Monochromatorkonstruktionen erfüllt sein wird. Nun sucht man mit Hilfe des Schneidengerätes die Lage des Krümmungsmittelpunktes des Gitters auf und markiert diese Lage durch eine zweckmäßige Anordnung. Danach setzt man den Spalt wieder ein und verschiebt ihn in Richtung des Hauptstrahls, bis seine Entfernung ε vom durch die Lehre festgelegten Krümmungsmittelpunkt, gemessen in der Meridionalebene

$$\varepsilon = R - r \qquad (18)$$

beträgt. Darin bedeuten: ε = Entfernung des Spaltes vom

Krümmungsmittelpunkt; R = Krümmungsradius des Gitters, r = Apparatekonstante (Abb. 1).

Man dreht nun das Gitter um den Winkel C, bis die optische Achse mit der Verbindungslinie Austrittsspalt - Gitterscheitel zusammenfällt und wiederholt das beschriebene Verfahren für die Einstellung der Entfernung $\overline{r}'$.

Damit ist die Feinjustierung der optischen Bauelemente des Monochromators abgeschlossen.

Durch diese Justierverfahren werden die unter Punkt a) bis h) genannten Bedingungen mit der erforderlichen Genauigkeit erfüllt.

Da insbesondere die für die Punkte c), g) und h) genannten Verfahren, durch die die Breite der Spektrallinien auf ihren optimalen Wert eingestellt wird, auf direkter mikroskopischer Beobachtung des Bildes O. Ordnung bzw. der grünen Quecksilberlinie beruhen, läßt sich besonders für diese Justierungen, die das Auflösungsvermögen beeinflussen, eine sehr hohe Genauigkeit erzielen.

Die Empfindlichkeit des für die Justierung der Meridionalebene gemäß Punkt c) angegebenen Verfahrens folgt aus der Gleichung

$$x = \frac{R \cdot \Delta \cdot \sin \alpha}{e \cdot V} \quad . \tag{19}$$

Darin bedeuten: Δ = Abstand der beiden durch das Mikroskop beobachteten astigmatischen Bilder der Eintrittsspaltöffnungen, e = Abstand der beiden Eintrittsspaltöffnungen, x = Abstand Spaltmitte - vorläufige Meridionalebene, V = Vergrößerung des Beobachtungsmikroskops, R = Krümmungsradius des Gitters, α = Einfallswinkel.

Da man bei 60facher Vergrößerung eine Verbreiterung der Linie von Δ = 0,5 mm im Mikroskop noch gut beobachten kann, ergibt sich für ein Gitter mit R = 1000 mm für einen Einfallswinkel von $\alpha = 35^{\circ}$ und einem e von 10 mm die Abweichung x der vorläufigen Meridionalebene von der Spaltmitte zu x = 0,5 mm. Da aber bereits ein kleineres Δ als 0,5 mm im Mikroskop deutlich dadurch sichtbar wird, daß bei nicht genauem

Übereinanderfallen der astigmatischen Bilder der eine Rand des Bildes O. Ordnung deutlich unscharf wird, ist die Genauigkeit, mit der sich die Meridionalebene einstellen läßt, eher noch besser als x = 0,5 mm.

Auch die Senkrechtstellung des Eintrittsspaltes gemäß Punkt g) läßt sich nach der Methode der mikroskopischen Beobachtung des Bildes O. Ordnung sehr genau durchführen. Es gilt

$$\Delta \rho = \arcsin \frac{\Delta}{e \cdot V} . \qquad (20)$$

$\Delta \rho$ ist darin der Winkel zwischen dem Lot zur Meridionalebene und der Längsausdehnung des Eintrittsspaltes. Mit den oben angegebenen Werten für Δ, e und V ergibt sich ein $\Delta \rho$ von $\pm$ 3'.

Auch die Senkrechtstellung der Gitterfurchen gemäß Punkt h) läßt sich, wie Messungen ergeben haben, mit einer Genauigkeit derselben Größenordnung, nämlich $\pm$ 5' durchführen.

Das Justierverfahren, das für die Nivellierung des Gitters gemäß Punkt b) angegeben wurde, erlaubt es, die Abweichung des Krümmungsmittelpunktes des Gitters von der x-Achse bei Drehung des Gitters um 180° kleiner als 1/10 mm zu halten. Benutzt man ein Fernrohr mit 8facher Vergrößerung und setzt man voraus, daß im Okular noch eine Versetzung des Bildes um 2 mm leicht zu beobachten ist, erhält man für Δ nach (13) einen Wert von 0,06 mm.

V. Abbildungseigenschaften des Monochromators

Die folgenden Untersuchungen wurden im Wellenlängenbereich 4000 Å bis 2500 Å vorgenommen. Als Lichtquelle diente eine Osram-Spektrallampe vom Typ Hg S, deren äußerer Glaskolben entfernt wurde. Diese Spektrallampe besitzt einen Spezialbrenner hoher Strahlungskonstanz von 2 mm innerem Durchmesser, der bis zu einer Länge von 30 mm ausgenutzt werden kann. Die Lichtstärke dieser Lampe beträgt ca. 50 cd, ihre Leuchtdichte 120 sb. Der Brenner wurde ohne Zwischenschaltung eines Kondensors dicht vor den Eintrittsspalt gesetzt. Dadurch konnte über die ganze Spaltlänge von maximal 30 mm von jedem Spaltpunkt aus eine gute Ausleuchtung des Gitters erzielt werden.

1. Einfluß der Gitterbreite auf Linienprofil und Auflösungsvermögen

Wie schon in der Einleitung ausgeführt wurde, ist ein wesentlicher, das Auflösungsvermögen stark herabsetzender Nachteil der SEYA-Aufstellung, daß Spalte und Gitter nicht auf dem Rowlandkreis angeordnet sind. Nur für den Gitterdrehwinkel $k = 0^{\circ}$, wenn also das Bild 0. Ordnung am Austrittsspalt erscheint, ist bis auf sehr kleine Abweichungen der Abstände r und $\bar{r}'$ von der Rowlandkreisbedingung $r = \bar{r}' = R \cdot \cos C/2$ die Rowlandkreisaufstellung erfüllt. Wie NAMIOKA in seiner theoretischen Untersuchung [18] zeigt, wird bei zunehmender Gitterbreite die Spektrallinie in der Art unsymmetrisch verbreitert, daß sich dem Hauptmaximum der Linie nach kürzeren Wellenlängen hin Nebenmaxima anschließen, deren Anzahl und relative Höhe (bezogen auf das Hauptmaximum) mit zunehmender Gitterbreite anwachsen. Diese Nebenmaxima täuschen Linien vor, sog. Geister, die im Spektrum gar nicht vorhanden sind. Die Abb. 20 zeigt das Linienprofil als Funktion der Gitterbreite W für die 1. und 2. Ordnung der Quecksilberlinie 3341,48 Å. Zum Vergleich wurden diesen Linienprofilen in der Abb. 21 solche gegenübergestellt, die unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommen wurden, bei denen sich jedoch Eintrittsspalt, Austrittsspalt und Gitter auf dem Rowlandkreis befanden. Nach Abb. 20 liegt das optimale Auflösungsvermögen bei einer Gitter

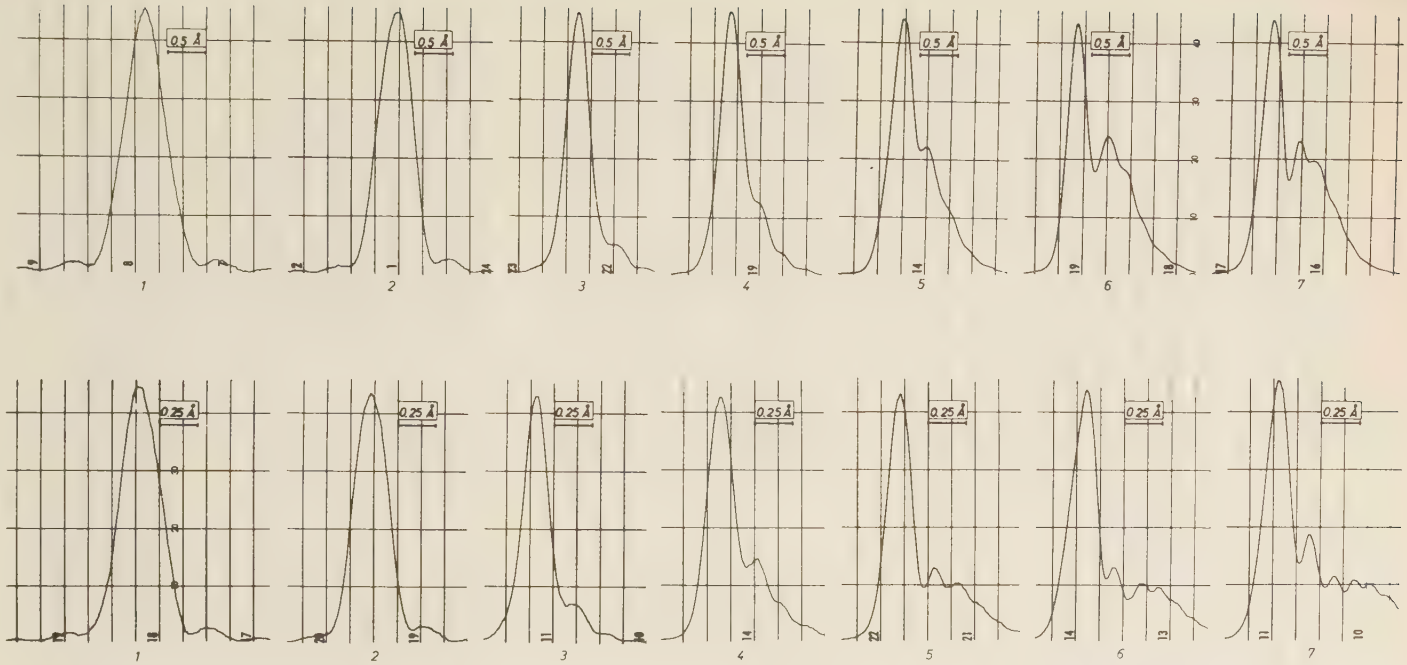


Abb. 20 Linienprofil der Linie 3341,46 Å in 1. und 2. positiver Ordnung als Funktion der Gitterbreite W bei der SEYA-Aufstellung
1: W = 10,8 mm; 2: W = 14,7 mm; 3: W = 20,9 mm; 4: W = 25,4 mm; 5: W = 30,9 mm; 6: W = 35,4 mm; 7: W = 40,0 mm.
Obere Bildreihe: 1. Ordnung; untere Bildreihe: 2. Ordnung

breite von etwa W = 20 mm. NAMIOKA gibt in seiner Theorie [18] 28 mm für ein Gitter mit einem Krümmungsradius R = 1000 mm und mit 15000 Furchen/inch bei einer Wellenlänge von 1510 Å als optimale Gitterbreite an. Bei der Registrierung der Linienprofile wurden Eintritts- und Austrittsspalt auf eine Breite von 10 µ eingestellt. Um die Linienverbreiterung, die durch Vergrößerung der Spalthöhe entsteht (vgl. Kap. V, 2), gering zu halten, wurden Eintrittsspalt- und Austrittsspalthöhe zu 2 mm gewählt. Die Gitterhöhe betrug 40 mm. Der Wellenlängenvorschub war auf 0,025 Å/sec für die 1. Ordnung und damit auf 0,0125 Å/sec für die 2. Ordnung, der Papiervorschub des Schreibers auf 3000 mm/h eingestellt. Der Gitterdrehwinkel k hatte für

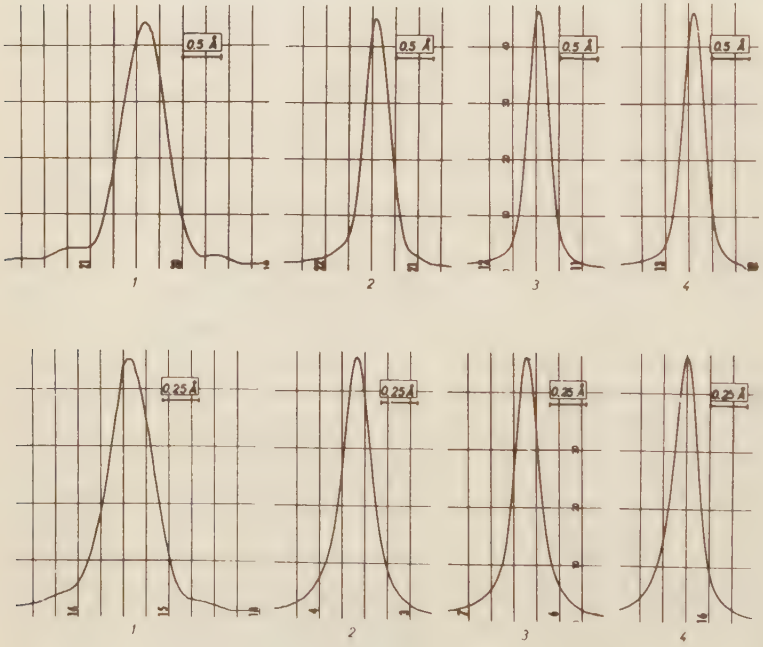


Abb. 21 Linienprofil der Linie 3341,48 Å in 1. und 2. Ordnung als Funktion der Gitterbreite W bei Rowlandkreisaufstellung
obere Bildreihe: 1. Ordnung; untere Bildreihe: 2. Ordnung;
1: W = 10,8 mm; 2: W = 20,9 mm;
3: W = 30,9 mm; 4: W = 40,0 mm

die 1. Ordnung den Wert 5,847°, für die 2. Ordnung den Wert 11,756°. Die Gitterbreite W wurde von 10,8 mm bis 40 mm variiert.

Wie man aus der Abb. 22 ersieht, in der die Halbwertsbreite des Hauptmaximums der Linie 3341,48 Å in 1. Ordnung über der Gitterbreite W aufgetragen wurde, nimmt die Halbwertsbreite mit zunehmender Gitteröffnung zunächst ab, um bei etwa 24 mm Gitterbreite konstant zu werden. Dasselbe ergibt

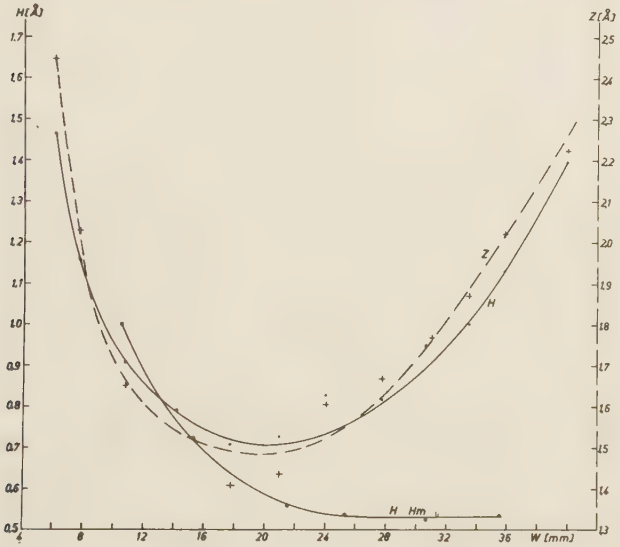


Abb. 22 Halbwertsbreite des Hauptmaximums (H H_m) der Linie 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung bei einer Eintrittsspaltbreite von 10 µ, sowie Halbwertsbreite (H) und Zehntelwertsbreite (Z) der Linie 4077,83 Å in 1. positiver Ordnung bei einer Eintrittsspaltbreite von 30 µ als Funktion der Gitterbreite W.
Bei einer Eintrittsspaltbreite von 30 µ werden die Nebenmaxima nicht mehr aufgelöst. Die Linie besitzt einen glatten aber stark unsymmetrischen Verlauf. Die Kurven (H) und (Z) sind aufzufassen als Halbwerts- und Zehntelwertsbreite der Einhüllenden zahlreicher überlagerter Profile bei sehr kleiner Eintrittsspaltbreite. · = Meßpunkte für (H); + = Meßpunkte für (Z); 0 = Meßpunkte für (H H_m).

sich für die 2. Ordnung. Das Hauptmaximum wird bezüglich seiner Höhe bei etwa 28 mm Gitterbreite konstant, wie dies die Abb. 23 zeigt. Dabei ist unter "Höhe" die durch den Austrittsspalt tretende, vom Multiplier registrierte Strahlungsleistung zu verstehen, wobei angenommen werden kann, daß die spektrale Empfindlichkeit des Multipliers im Wellenlängenbereich der Linienbreite konstant bleibt.

Wie ebenfalls die Abb. 23 erkennen läßt, beginnen die Nebenmaxima bei 21 mm Gitterbreite bezüglich ihrer Höhe stark anzuwachsen. In der Abbildung wurden die Höhen der Maxima

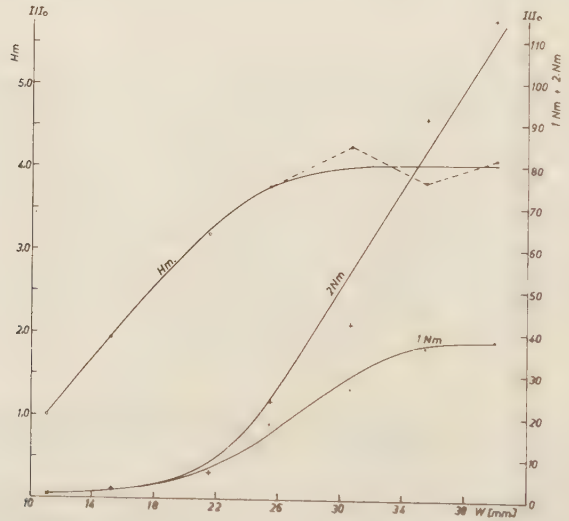


Abb. 23 Relative Höhe I/I_o (d.h. relative, durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung) des Hauptmaximums und des 1. und 2. Nebenmaximums als Funktion der Gitterbreite W, bezogen auf die Höhe der entsprechenden Maxima bei 10,8 mm Gitterbreite.
I = Höhe des Hauptmaximums bzw. der Nebenmaxima bei der Gitterbreite W; I_o = Höhe des Hauptmaximums bzw. der Nebenmaxima bei der Gitterbreite 10,8 mm; H_m = Hauptmaximum; 1. N_m, 2. N_m = 1. und 2. Nebenmaximum; O = Meßpunkte für H_m; · = Meßpunkte für 1. N_m; + = Meßpunkte für 2. N_m.

jeweils auf die entsprechenden bei der Gitterbreite 10,8 mm normiert. In der Abb. 23 fällt auf, daß der Meßpunkt für das Hauptmaximum bei 30,7 mm Gitterbreite höher liegt als der Meßpunkt bei 35,5 mm Gitterbreite, der Meßpunkt bei 40 mm jedoch wieder höher als der bei 35,5 mm Gitterbreite. Ein ähnliches Verhalten findet man bei den theoretisch errechneten Hauptmaxima in der Arbeit von NAMIOKA [18], nur daß dieses Verhalten der Hauptmaxima dort noch viel ausgeprägter in Erscheinung tritt. Die drei letzten Meßpunkte in der Abb. 23 haben sich in mehreren voneinander unabhängigen Messungen reproduzieren lassen, so daß das Oszillieren der Höhe des Hauptmaximums um einen Mittelwert als gesichert gelten kann (siehe gestrichelte Kurve in Abb. 23).

Wie man aus der Abb. 20 ersieht, ist es zweckmäßig, zur Erzielung eines guten Auflösungsvermögens in den höheren Ordnungen zu arbeiten. Die zweite Ordnung der Linie 3341,48 Å besitzt im Wellenlängenmaßstab gemessen für eine Gitterbreite von 21 mm eine nur halb so große Halbwertsbreite des Hauptmaximums als die 1. Ordnung, obwohl der Drehwinkel k in der zweiten Ordnung etwa doppelt so groß ist als in der ersten Ordnung. Die Höhe des 1. Nebenmaximums der 2. Ordnung ist nur unbedeutend größer als die des 1. Nebenmaximums der 1. Ordnung. Arbeitet man im extremen UV, kann man bis zu einer Ordnung gehen, die unter Berücksichtigung der maximal auftretenden Wellenlänge einem Drehwinkel k von 20° entspricht. Allerdings tritt hier der Nachteil auf, daß bei diesen höheren Ordnungen die Wellenlängen des extremen UV von den in der Lichtquelle viel intensiveren des sichtbaren Lichtes und des nahen UV überlagert sind. Da aber, wie die Gleichungen NAMIOKAs [18] zeigen, eine Verkleinerung der Gitterkonstanten der Erhöhung der Ordnung bezüglich der Beschaffenheit des Linienprofils identisch ist, empfiehlt es sich, in der 1. Ordnung zu beobachten (evtl. noch in der zweiten), aber Gitter mit sehr kleiner Gitterkonstanten zu verwenden. Die Firma Bausch & Lomb stellt Gitter mit über 2000 Furchen/mm her.

Ein Vergleich der Abb. 20 und 21 zeigt, daß die Halbwertsbreiten des Hauptmaximums bei der SEYA-Aufstellung im Rah-

men der Meßgenauigkeit von 0,06 Å in der 1. Ordnung mit denen des Maximums bei der Rowlandkreisaufstellung übereinstimmen.

Die Abb. 24 und Abb. 25 zeigen die Auflösung der Linienpaare 3131,55 Å + 3131,83 Å und 3663,28 Å + 3663,88 Å des Hg-Spektrums, wobei die Linien des ersten Linienpaares nahezu gleiche Intensität besitzen, die des zweiten jedoch im Intensitätsverhältnis von 1 : 3,5 stehen. Registriert werden jeweils die 1., 2. und 3. Ordnung einmal bei optimaler Gitterbreite (Abb. 24) und zum anderen bei einer Gitterbreite von W = 40 mm (Abb. 25). Eintrittsspaltbreite und Austrittsspaltbreite betrugen wieder je 10 µ, die Spalthöhen waren auf 2 mm eingestellt. Der Wellenlängenvorschub hatte einen Wert von 0,05 Å/sec, der Papiervorschub 3000 mm/h. Man erkennt deutlich die wesentlich bessere Auflösung in der höheren Ordnung, obwohl in der 3. Ordnung der Gitterdrehwinkel bereits 16,64° beträgt. Die Messungen zeigen, daß das Auflösungsvermögen eines Konkavgitters in SEYA-Aufstellung bei einer Gitterbreite, die zwischen 0 und dem optimalen Wert liegt, im Drehwinkelbereich $0^\circ \leq k \leq 20^\circ$ als Funktion von Gitterbreite und Drehwinkel ein ähnliches Verhalten zeigt wie das eines Plangitters, wenn man von den Abbildungsfehlern der dem Plangitter vor- bzw. nachgeschalteten Optik absieht. Für das Plangitter gilt nach der Beugungstheorie für das Auflösungsvermögen

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot n \; . \qquad (21)$$

Darin bedeuten: λ = Wellenlänge, bei der beobachtet wird, $\Delta\lambda$ = noch auflösbarer Wellenlängenunterschied einer der Wellenlänge λ dicht benachbarten, m = Ordnung, n = Anzahl der Gitterfurchen. Aus der Gittergleichung $m \cdot \lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta)$ folgt, wenn man α durch C/2 + k und β durch -(C/2 - k) ersetzt und d durch die Gitteröffnung W und die Anzahl der Gitterstriche gemäß $d = \frac{W}{n}$ ausdrückt:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{W}{\lambda} \cdot [\sin(C/2 + k) - \sin(C/2 - k)]. \qquad (22)$$

Das Auflösungsvermögen wächst also beim Plangitter bei kon-

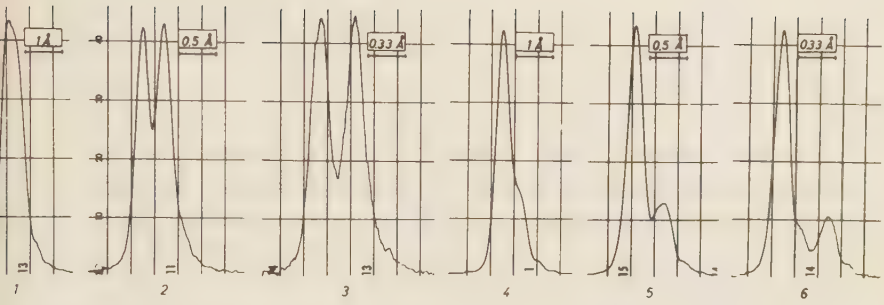


Abb. 24 Auflösung der Linienpaare 3131,55 Å + 3131,83 Å und 3663,28 Å + 3663,88 Å in 1., 2. und 3. Ordnung bei optimaler Gitterbreite von W = 21 mm. Eintrittsspaltbreite 10 µ, Austrittsspaltbreite 10 µ, Eintrittsspalthöhe 2 mm, Austrittsspalthöhe 2 mm.
1: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 1. Ordnung;
2: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 2. Ordnung;
3: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 3. Ordnung;
4: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 1. Ordnung;
5: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 2. Ordnung;
6: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 3. Ordnung

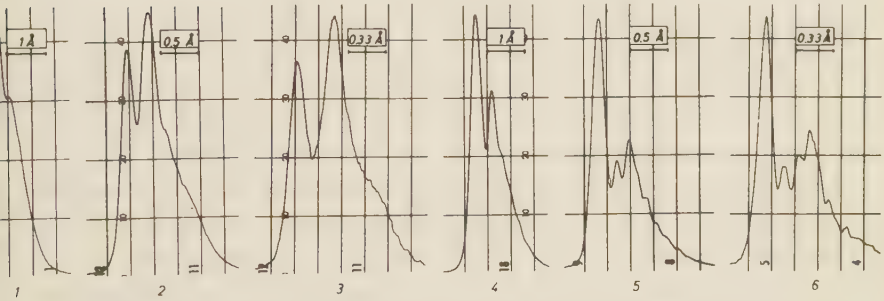


Abb. 25 Auflösung der Linienpaare 3131,55 Å + 3131,83 Å und 3663,28 Å + 3663,88 Å in 1., 2. und 3. Ordnung bei einer Gitterbreite von W = 40 mm. Eintrittsspaltbreite 10 µ, Austrittsspaltbreite 10 µ, Eintrittsspalthöhe 2 mm, Austrittsspalthöhe 2 mm.
1: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 1. Ordnung;
2: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 2. Ordnung;
3: 3131,55 Å + 3131,83 Å in 3. Ordnung;
4: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 1. Ordnung;
5: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 2. Ordnung;
6: 3663,28 Å + 3663,88 Å in 3. Ordnung

stantem $1/\lambda \cdot [\sin(C/2 + k) - \sin(C/2 - k)]$ mit zunehmender Gitteröffnung oder bei konstantem W/λ mit zunehmendem Drehwinkel k. Während jedoch beim Konkavgitter in SEYA-Aufstellung die Vergrößerung des Auflösungsvermögens mit zunehmendem k durch einen k-Wert von ca. 20° begrenzt wird, da mit weiter zunehmendem k die Größe $\frac{\partial(F_2 + F_2')}{\partial W}$ der Bedingung (4) sehr stark anwächst, wird das Auflösungsvermögen beim Plangitter nur dadurch begrenzt, daß der Drehwinkel den Wert $90^\circ - C/2$ nicht überschreiten kann (streifender Einfall bzw. Ausfall).

Wie sehr eine zu große Gitterbreite zu Fehlschlüssen bei der Identifizierung der Linien im Spektrum führen kann, zeigt Bild 1 in Abb. 25. In diesem Bild erkennt man drei Maxima. Man kann jedoch nicht entscheiden, welche Maxima den beiden Linien entsprechen. In der Abb. 26 ist gezeigt, wie diese Maxima entstehen. Zu diesem Zweck wurde das Linienprofil der Hg-Einzellinie 3341,48 Å im Abstand 0,28 Å dem Abstand des Linienpaares 3131,55 Å + 3131,83 Å nebeneinander aufgezeichnet und dann durch Addition der Ordinatenwerte, d.h. der jeweiligen Strahlungsleistung durch den Austrittsspalt, die Summenkurve konstruiert. Dabei wurde vorausgesetzt, was bei diesem geringen Wellenlängenunterschied erlaubt ist, daß die Linie 3341,48 Å nahezu dasselbe Profil besitzt wie eine Einzellinie des Linienpaares 3131,55 Å + 3131,83 Å. Man sieht, daß das rechte Maximum durch die Nebenmaxima, die bei 40 mm Gitterbreite schon auf fast halbe Höhe des Hauptmaximums angewachsen sind, erzeugt wird, also keine reelle Spektrallinie darstellt. Das linke Maximum, daß der Linie 3131,83 Å entspricht, ist etwas zu kürzeren Wellenlängen verschoben, außerdem wird der Intensitätsunterschied beider Linien falsch wiedergegeben. Noch verwickelter und unübersichtlicher liegen die Verhältnisse bei dem Linienpaar 3663,28 Å + 3662,88 Å in der 1. und 2. Ordnung (Abb. 25, Bild 4 und 5). Hier ist überhaupt nicht mehr zu entscheiden, welches Maximum der reellen Linie entspricht.

Man erkennt aus der Abb. 24 und Abb. 25 sehr gut die Bedeutung der optimalen Gitterbreite.

Bei einer Eintrittsspaltbreite von etwa 30 µ werden die

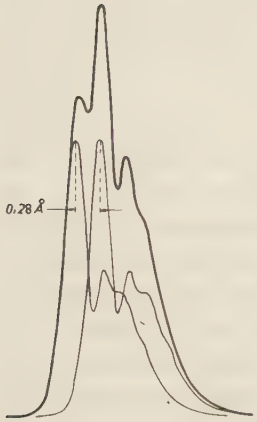


Abb. 26

Entstehung der Geisterlinien bei größerer als optimaler Gitterbreite. Es wurde das Profil der Linie 3341,48 Å im Abstand von 0,28 Å nebeneinander aufgezeichnet und dann die Summenkurve konstruiert. Das linke Maximum entspricht der Linie 3131,55 Å, das mittlere der Linie 3131,83 Å in Bild 1 der Abb. 25. Das rechte Maximum entsteht durch die Nebenmaxima.

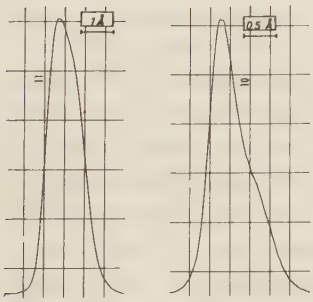


Abb. 27

Linienprofil bei einer Eintrittsspaltbreite von 30 µ.
Die Nebenmaxima werden nicht mehr aufgelöst. Das Profil besitzt einen glatten aber unsymmetrischen Verlauf.
1: Linie 2967,64 Å in 1. positiver Ordnung
2: Linie 2967,64 Å in 2. positiver Ordnung
Gitterbreite in beiden Fällen:
W = 40 mm

Nebenmaxima nicht mehr aufgelöst. Das Linienprofil besitzt dann einen glatten aber stark unsymmetrischen Verlauf (Abb. 27). Die Profile 1 und 2 in Abb. 27 sind aufzufassen als Einhüllende zahlreicher überlagerter Profile bei sehr kleiner Eintrittsspaltbreite. Bei einer Eintrittsspaltbreite von 30 µ läßt sich unter der Bedingung, daß die Nebenmaxima nicht mehr aufgelöst werden, eine Halbwerts- und Zehntelwertsbreite angeben. In der Abb. 22 sind diese Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten als Funktion der Gitterbreite W für die Linie 4077,83 Å in 1. positiver Ordnung aufgetragen. Man erkennt

das ausgeprägte Minimum sowohl für die Halbwerts- als auch die Zehntelwertsbreite bei einer Gitterbreite von etwa 21 mm. Die Eintrittsspaltbreite war bei der Messung auf 30 µ eingestellt, die Eintrittsspalthöhe betrug in diesem Fall 10 mm, Die Austrittsspalthöhe 2 mm.

2. Linienkrümmung, sowie Einfluß von Eintritts- und Austrittsspalthöhe auf das Linienprofil

Bei der SEYA-Aufstellung, sowie bei allen anderen Gitteraufstellungen, bei denen der Hauptstrahl des einfallenden Bündels nicht mit dem Lot im Gitterscheitelpunkt zusammenfällt, sind die Spektrallinien gekrümmt. Man kann sich die Krümmung leicht folgendermaßen erklären: Die Sagittalebene (Ebene, die auf der Meridionalebene senkrecht steht und den Hauptstrahl enthält) schneidet die Gitteroberfläche nur dann in einer Geraden*, wenn der Hauptstrahl mit dem Lot im Gitterscheitelpunkt zusammenfällt. Bildet der Hauptstrahl mit dem Lot einen Winkel, gemessen in der Meridionalebene, schneidet die Sagittalebene die Oberfläche des Gitters in einer gekrümmten Linie. Das von dieser gekrümmten Linie ausgehende Büschel ist dann ebenfalls gekrümmt. Infolge des Astigmatismus muß deshalb die im meridionalen Bildort auf der Meridionalebene senkrecht stehende Bildlinie gekrümmt sein. Ihre Krümmung läßt sich z.B. für das Bild O. Ordnung dadurch berechnen, daß man die Schnittkurve der sphärischen Fläche des Gitters mit der Sagittalebene errechnet und diese Kurve in die Ebene projiziert, die im meridionalen Bildort senkrecht auf der Meridionalebene und dem Hauptstrahl des reflektierten Bündels steht, wobei man den Schnittpunkt des Hauptstrahles mit der sagittalen Bildlinie als Projektionszentrum benutzt. Für das Bild O. Ordnung erhält man dann für den Krümmungsradius ρ der meridionalen Bildlinie in erster Näherung die Beziehung (14).

Da bei der SEYA-Aufstellung das Gitter zur Wellenlängenvariation gedreht wird, der Winkel zwischen Einfallslot (optische Achse) und Hauptstrahl des einfallenden Bündels also eine

*)Gemeint ist die Projektion der Schnittkurve auf die Tangentialebene im Gitterscheitelpunkt.

Funktion des Gitterdrehwinkels k ist, müssen auch die Krümmungsradien ρ der Spektrallinien eine Funktion von k sein. Diese Funktion ist in der Abb. 28 sowohl für die positive als für die negative Ordnung (positives und negatives k) unter Einschluß des Bildes O. Ordnung im Bereich $-26^{\circ} \leq k \leq 26^{\circ}$ dargestellt. Die Krümmungsradien ρ als Funktion von k wurden nach folgendem Verfahren gemessen: Der Eintrittsspalt wurde auf eine Breite von 10 μ und eine Höhe von 1 mm eingestellt. Die Gitterhöhe betrug 40 mm, die Gitterbreite besaß den optimalen Wert von 21 mm. Der Austrittsspalt wurde durch eine Photokassette ersetzt. Dann wurden geeignete Linien des Hg-Spektrums in verschiedenen Ordnungen auf die Photoplatte eingestellt. Als Photomaterial diente die äußerst feinkörnige Q1-Platte von Ilford. Die Abb. 29 zeigt einige der photographierten Linien. Die Krümmung ist deutlich sichtbar. Zur Bestimmung des Krümmungsradius wurden die rechtwinkligen Koordinaten von jeweils 13 auf einer Spektrallinie liegender Punkte unter einem Komparator vermessen. Dabei lag die y-Koordinate in Richtung der Längsausdehnung der Spektrallinien. Die Punkte besaßen in y-Richtung einen Abstand von 2 Millimetern. Die dazugehörigen x-Werte wurden jeweils 5mal gemessen und daraus der Mittelwert gebildet. Dieser Mittelwert war bei den Linien positiver Ordnungen mit einem Fehler von $\pm$ 1 μ behaftet. Aus der Gleichung

$$\rho = \frac{n \cdot \sum_{i=1}^{n} y_i^4 - \left(\sum_{i=1}^{n} y_i^2\right)^2}{2 \cdot \left(n \sum_{i=1}^{n} x_i y_i^2 - \sum_{i=1}^{n} x_i \cdot \sum_{i=1}^{n} y_i^2\right)} \qquad (23)$$

y_i = y-Koordinate des Punktes i; x_i = x-Koordinate des Punktes i; n = Gesamtzahl der gemessenen Punkte; ρ = Krümmungsradius der Linie; wurde dann der Krümmungsradius ρ der Linie berechnet. Die Gleichung (23) entstand durch Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf die Gleichung der Parabel

$$x = \frac{y^2}{2\rho} + a \qquad (24)$$

ρ = Krümmungsradius der Parabel in ihrem Scheitel, a = Abstand des Parabelscheitels vom O-Punkt des Koordinatensystems auf der x-Achse.

Nach diesem Verfahren wurde der Krümmungsradius ρ der Linien der positiven Ordnungen mit einem Fehler von ± 7 mm bestimmt. Bei den Linien in den negativen Ordnungen war dieser Fehler etwa doppelt so groß, da die x-Koordinaten der n-Punkte auf diesen Linien nicht mit derselben Genauigkeit wie in den positiven Ordnungen bestimmt werden konnten. Die Linien der negativen Ordnungen waren auf den Photoplatten ausnahmslos breiter als diejenigen der positiven Ordnungen.

Die gestrichelte Kurve in der Abb. 28 zeigt die nach BEUTLER [15] theoretisch berechneten Krümmungsradien. Man erkennt, daß die theoretische Kurve stark von der experimentell gefundenen (ausgezogene Kurve) abweicht. Die experimentelle Kurve ist symmetrisch zur Ordinatenachse, während das für die theoretische nicht zutrifft. Aus (14) ergibt sich für ρ des Bildes O. Ordnung für einen Einfallswinkel von $C/2 = 34^{\circ}52'$ und einen Krümmungsradius des Gitters von R = 1000,17 mm

$$\rho = 571 \text{ mm}$$

ein Wert, der mit dem gemessenen von 561 mm recht gut übereinstimmt. Der nach BEUTLER berechnete Wert für das Bild O. Ordnung liegt bei

$$\rho = 697 \text{ mm} .$$

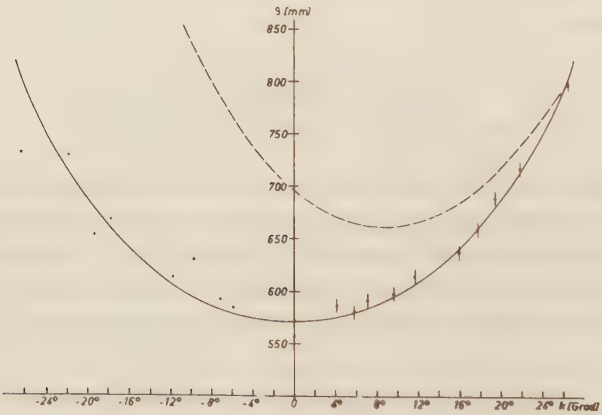


Abb. 28 Krümmungsradius ρ der Spektrallinien als Funktion des Gitterdrehwinkels k.
Gitterkonstante d = 2 μ; Krümmungsradius des Gitters R = 1000,17 mm; Apparatekonstante $C = 69^{\circ}44'$.
.... theoretische Kurve nach BEUTLER; ____ gemessene Kurve

Abb. 29 Einige Linien, an denen der Krümmungsradius ρ gemessen wurde

Die Krümmung der Spektrallinien bewirkt bei einem Monochromator mit geradem Austrittsspalt eine unsymmetrische Verbreiterung des Linienprofils, die von der Höhe des Austrittsspaltes abhängt. Das Anwachsen der Profilbreite erfolgt auf der längerwelligen Flanke des Profils. Die Abb. 30 zeigt die Verbreiterung des Profils als Funktion der Austrittsspalthöhe. Es ist ersichtlich, daß bis etwa 10 mm Austrittsspalthöhe noch keine wesentliche Verbreiterung des Linienprofils erfolgt ist. Bei einer Austrittsspalthöhe von 15 mm ist jedoch die Halbwertsbreite schon doppelt so groß wie bei einer Austrittsspalthöhe von 5 mm.

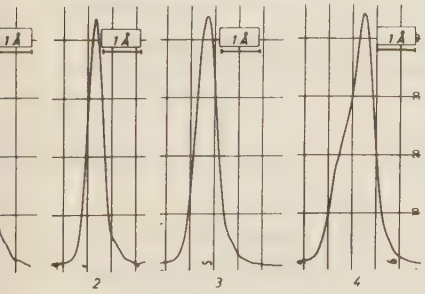


Abb. 30
Linienprofil als Funktion der Austrittsspalthöhe
Wellenlänge 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung; Gitterbreite optimal 21 mm; Gitterhöhe 40 mm; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite =10 μ; Eintrittsspalthöhe 2 mm
1: Austrittsspalthöhe 1 mm
2: Austrittsspalthöhe 5 mm
3: Austrittsspalthöhe 10 mm
4: Austrittsspalthöhe 15 mm

In der Abb. 31 sind diese Verhältnisse graphisch dargestellt. Es wurden Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite in Å als Funktion der Austrittsspalthöhe aufgetragen. Gemessen wurde bei der Wellenlänge 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung bei einer Eintrittsspalthöhe von 2 mm. Die Eintritts- und Austrittsspaltbreite betrug 10 μ. Das Gitter war auf 21 mm, den optimalen Wert, abgeblendet. Nach der Abb. 31 beginnen Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite bei einer Austrittsspalthöhe von etwa mm stark anzuwachsen. Während die Halbwertsbreite bei

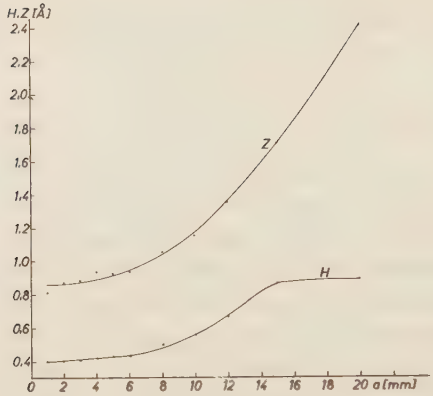


Abb. 31 Halbwerts- und Zehntelwertsbreite als Funktion der Austrittsspalthöhe
H = Halbwertsbreite; Z = Zehntelwertsbreite;
a = Höhe des Austrittsspaltes.
Die Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten wurden an der Linie 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung gemessen.
Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Eintrittsspalthöhe = 2 mm

ca. 16 mm Austrittsspalthöhe konstant wird, wächst die Zehntelwertsbreite weiter.

Die Abb. 32 zeigt das Linienprofil bei Verwendung eines gekrümmten Austrittsspaltes von 14 µ Breite und 20 mm Länge. Die Gitterbreite hatte wieder den optimalen Wert von W = 21 mm. Der Krümmungsradius betrug ρ = 620 mm. Es ist dies der Krüm-

Abb. 32 Linienprofil bei Verwendung eines gekrümmten Austrittsspaltes
Krümmungsradius ρ = 620 mm;
Spalthöhe = 20 mm;
Eintrittsspaltbreite = 10 µ;
Austrittsspaltbreite = 14 µ;
Gitterdrehwinkel k = 5,847°;
Gitterbreite = 21 mm

mungsradius einer Spektrallinie, die bei einem Gitterdrehwinkel von k = 14° am Austrittsspalt erscheinen würde, wie aus Abb. 28 zu entnehmen ist. Die Halbwertsbreite hätte dieselbe sein müssen wie diejenige bei einem sehr kurzen geraden Spalt, nämlich etwa 0,4 Å. Leider konnte aber der gekrümmte Spalt nicht mit derselben Präzision hergestellt werden wie der gerade Spalt, so daß sich eine Halbwertsbreite von 0,6 Å ergab. Auch die Zehntelwertsbreite lag höher als die bei einem sehr kurzen geraden Spalt. Das 2. Nebenmaximum konnte nicht aufgelöst werden.

Auch eine Vergrößerung der Eintrittsspaltlänge führt zu einer unsymmetrischen Verbreiterung des Linienprofils. Hier erfolgt jedoch die Verbreiterung auf derjenigen Flanke des Linienprofils, die sich zu kürzeren Wellenlängen hin erstreckt. Die Abb. 33 zeigt das Linienprofil als Funktion der Eintrittsspalthöhe. In der Abb. 34 wurden Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten als Funktion der Eintrittsspalthöhe aufgetragen. Gemessen wurde wieder die Linie 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung. Die Spaltbreiten betrugen je 10 µ, die Gitterbreite war auf den optimalen Wert von W = 21 mm eingestellt. Der Austrittsspalt hatte eine Höhe von 1 mm. Man erkennt in der Abb. 34 einen ähnlichen Verlauf wie in der Abb. 31. Halbwerts- und Zehntelwertsbreite sind bei etwa 8 mm Spalthöhe konstant, um dann schnell größer zu werden. Während die Halbwertsbreite ab

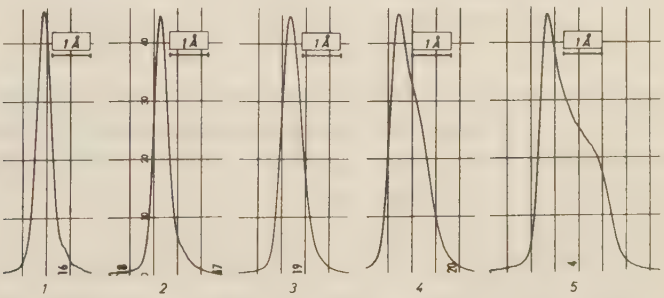


Abb. 33 Linienprofil als Funktion der Eintrittsspalthöhe Wellenlänge 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung; Gitterbreite optimal 21 mm; Gitterhöhe 40 mm; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Austrittsspalthöhe 1 mm; 1: Eintrittsspalthöhe 1 mm; 2: Eintrittsspalthöhe 5 mm; 3: Eintrittsspalthöhe 10 mm; 4: Eintrittsspalthöhe 15 mm; 5: Eintrittsspalthöhe 20 mm

20 mm Eintrittsspalthöhe nicht weiter zunimmt, wächst die Zehntelwertsbreite weiter stark an.

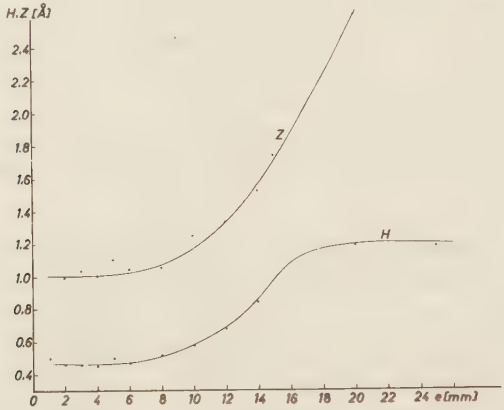


Abb. 34 Halbwerts- und Zehntelwertsbreite als Funktion der Eintrittsspalthöhe
H = Halbwertsbreite; Z = Zehntelwertsbreite;
e = Höhe des Eintrittsspaltes.
Die Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten wurden an der Linie 3341,48 Å in erster positiver Ordnung gemessen. Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Austrittsspalthöhe 1 mm

In der Abb. 35 ist ein Profil wiedergegeben, bei dem Eintritts- und Austrittsspalt auf eine Spalthöhe von 15 mm eingestellt waren. Registrierte Wellenlänge, Spaltbreiten und Gitterbreite waren dieselben wie in Abb. 30 und Abb. 33. In der Abb. 36 sind Halbwerts- und Zehntelwertsbreite als Funktion gleicher Eintritts- und Austrittsspalthöhe dargestellt. Die übrigen Bedingungen, unter denen gemessen wurde, waren dieselben wie in der Abb. 30 und Abb. 34.

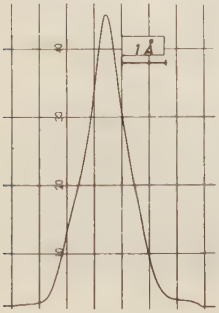


Abb. 35 Linienprofil bei gleicher Eintritts- und Austrittsspalthöhe
Eintrittsspalthöhe 15 mm;
Austrittsspalthöhe 15 mm.
Die übrigen Bedingungen der Registrierung siehe Abb. 30 und Abb. 33.

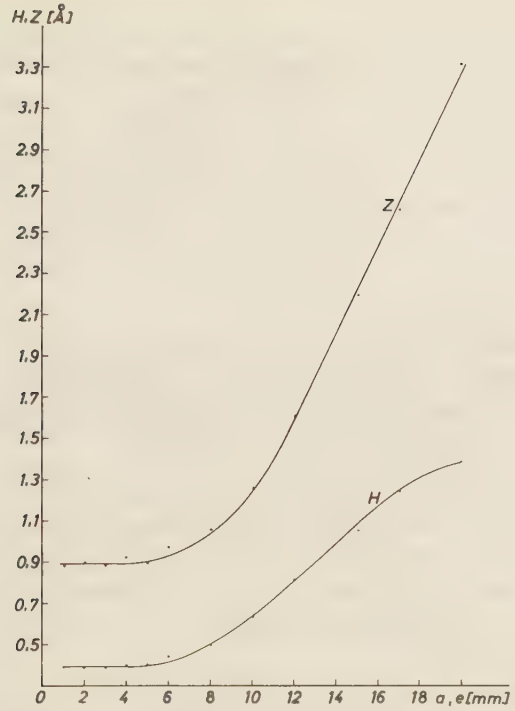


Abb. 36 Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite als Funktion gleicher Eintritts- und Austrittsspalthöhe
H = Halbwertsbreite; Z = Zehntelwertsbreite;
a = Austrittsspalthöhe; e = Eintrittsspalthöhe.
Gleiche Bedingungen der Registrierung wie bei Abb. 31 und Abb. 34

Im Kapitel "Feinjustierung" wurde darauf hingewiesen, daß ein Justierfehler bezüglich der Festlegung der Meridionalebene sich so auswirkt, als ob die Eintrittsspaltlänge vergrößert würde. In Abb. 37 ist das Linienprofil der Linie 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung unter der Bedingung registriert worden, daß die Meridionalebene den Eintrittsspalt nicht in der Mitte seiner Längsausdehnung schneidet, sondern etwa 8 mm unterhalb der Mitte. Ein Vergleich mit Bild 5 der Abb. 33 läßt deutlich dieselbe Art der unsymmetrischen Verbreiterung erkennen, die das Linienprofil bei Vergrößerung der Eintrittsspalthöhe erfährt.

Abb. 37 Verbreiterung des Linienprofils durch Falschjustierung der Meridionalebene. Eintrittsspalthöhe 10 mm; Austrittsspalthöhe 1 mm; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Wellenlänge 3341,48 Å. Der Schnittpunkt der Meridionalebene mit dem Spalt hatte von der Spaltmitte den Abstand 8 mm.

3. Abhängigkeit der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung von Gitterbreite und Gitterhöhe, sowie von Breite und Höhe des Eintritts- und Austrittsspaltes bei geraden und gekrümmten Spalten

Um die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung unter Beibehaltung der Lichtquelle zu erhöhen, gibt es bei gegebenen Reflexionseigenschaften des Gitters folgende Möglichkeiten: Vergrößerung der Gitterbreite und Gitterhöhe, Verbreiterung des Eintritts- und Austrittsspaltes, sowie Vergrößerung der Spalthöhen.

Die Verbreiterung der wirksamen Gitterfläche bei Verwendung eines engen Austrittsspaltes, der nur das Hauptmaximum erfaßt, ist nur bis etwa 32 mm Gitterbreite sinnvoll, da darüber hinaus, wie die Abb. 23 zeigt, keine weitere Zunahme der Höhe des Hauptmaximums erfolgt. Bei weiterer Vergrößerung der Gitterbreite wachsen nur noch die Höhen der Nebenmaxima. Man muß danach, um die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung zu vergrößern, gleichzeitig den Austrittsspalt breiter machen. Bei einer Lichtquelle, die ein Spektrum mit geringer Linienzahl erzeugt, die dabei gleichzeitig einen großen Wellenlängenabstand besitzen, ist diese Methode angebracht. Verwendet man aber eine Lichtquelle, die ein Viellinienspektrum oder ein Kontinuum erzeugt, muß man im einzelnen Fall abwägen, ob die durch Verbreiterung des Austrittsspaltes bewirkte Verschlechterung der spektralen Reinheit noch tragbar ist. Aber auch bei Erhöhung von Gitterbreite und Austrittsspaltbreite unter Verwendung einer Lichtquelle mit geringer Linienzahl und weitem Linienabstand gelangt man nach NAMIOKA [18] an eine Grenze, die dadurch gegeben ist, daß die Gesamtintensi-

tät, für die die Fläche unter dem Linienprofil ein Maß ist, mit zunehmender Gitterbreite einem konstanten Wert zustrebt; er sagt aber nichtsdarüber, wo sich die durch Vergrößerung der Apertur gewonnene einfallende Strahlungsleistung im übrigen Spektrum wiederfindet. NAMIOKA gibt das Konstantwerden bei 45 mm Gitterbreite an. Eine eigene Messung der Gesamtintensität ergab kein Konstantwerden der Gesamtintensität (Abb. 38), da nur bis zu einer Gitterbreite von 40 mm gemessen werden konnte. Bei der hier durchgeführten Messung wurde die Gesamtintensität durch Ausplanimetrieren des Profils gewonnen. Bei der Aufzeichnung des Linienprofils betrugen Eintrittsspalt- und Austrittsspaltbreite wieder 10 µ; Eintritts- und Austrittsspalthöhe waren auf 5 mm eingestellt. Gemessen wurde die Linie 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung. Die Gesamtintensität I wurde auf die Intensität bezogen, die bei einer Gitterbreite von 10,8 mm resultiert.

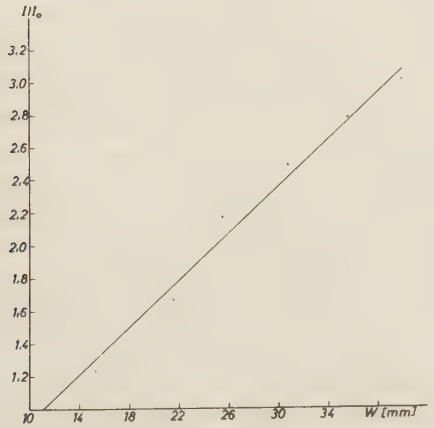


Abb. 38 Relative Gesamtintensität I/I_0 bezogen auf die Gesamtintensität I_0 bei 10,8 mm Gitterbreite als Funktion der Gitterbreite W.
Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ;
Eintrittsspalthöhe = Austrittsspalthöhe = 5 mm;
Gitterhöhe 40 mm

Eine weitere Möglichkeit, die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung zu erhöhen, ist die Vergrößerung der Gitterhöhe. Wegen der bei der SEYA-Aufstellung infolge des großen Einfalls- und Ausfallswinkels auftretenden großen astigmatischen Differenz erreicht man auch hier eine Grenze, über die hinaus eine weitere Vergrößerung der Gitterhöhe nicht mehr sinnvoll ist.

Durch Vergrößerung der Gitterhöhe erzielt man lediglich eine Verlängerung des astigmatischen Bildes des Eintrittsspaltes, dessen Höhe zunächst als sehr gering (1 mm) angenommen werde. Gitterhöhe L und Gesamtlänge G des astigmatischen Bildes des auf sehr kleine Höhe abgeblendeten Eintrittsspaltes sind einander proportional. Es gilt (siehe auch [15], [17], [23] und [24])

$$G = \left| L \cdot \left\{ 1 - \frac{\bar{r}'}{R \cdot r} \left[r \cdot (\cos\langle C/2+k\rangle + \cos\langle C/2-k\rangle) - R \right] \right\} \right| \qquad (25)$$

G = Gesamtlänge des astigmatischen Bildes, das ist die Spektrallinie; L = Gitterhöhe; R = Krümmungsradius des Gitters; k = Gitterdrehwinkel; $\bar{r}'$ = Abstand Gitterscheitel - Austrittsspalt; r = Abstand Gitterscheitel - Eintrittsspalt; C = Winkel zwischen Eintrittsspalt, Gitterscheitel und Austrittsspalt.

Um durch Vergrößerung der Gitterhöhe die Strahlungsleistung durch den Austrittsspalt steigern zu können, muß nach (25) gleichzeitig die Länge des Austrittsspaltes vergrößert werden. Diese Vergrößerung bewirkt aber, wie Abb. 31 zeigt, eine Verbreiterung des Linienprofils und damit eine Verschlechterung von Auflösungsvermögen und spektraler Reinheit. In der Abb. 39 ist die durch den Austrittsspalt tretende maximale Strahlungsleistung als Funktion der Austrittsspalthöhe aufgetragen. Normiert wurde auf die Strahlungsleistung bei einer Austrittsspalthöhe von 1 mm. Gemessen wurde bei der Wellenlänge 3341,48 Å in 1. positiver Ordnung. Eintrittsspaltbreite und Austrittsspaltbreite betrugen 10 µ. Die Eintrittsspalthöhe war auf 1 mm eingestellt und das Gitter war auf seine optimale Breite abgeblendet.

Nach Abb. 39 wächst bei einem geraden Spalt die durch den Austrittsspalt tretende maximale Strahlungsleistung als Funktion der Austrittsspalthöhe bei einer Austrittsspaltbreite von 10 µ

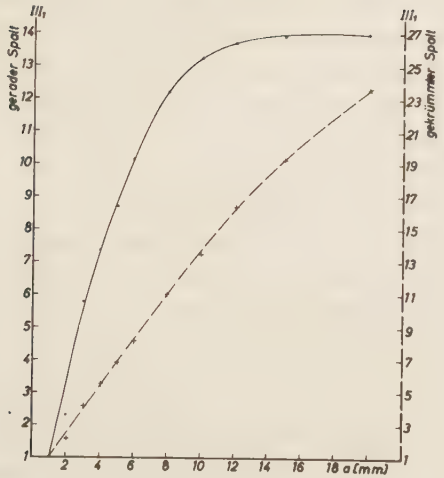


Abb. 39 Relative, durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung I/I_1 als Funktion der Austrittsspalthöhe. Normiert wurde auf die Strahlungsleistung I_1 bei 1 mm Austrittsspalthöhe.
a: Austrittsspalthöhe; durchgezogene Kurve: gerader Spalt; gestrichelte Kurve: gekrümmter Spalt; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Eintrittsspalthöhe 1 mm; Krümmungsradius des Austrittsspaltes ρ = 620 mm

bis etwa 10 mm Spalthöhe an. Danach wird die Kurve schnell flacher und wird bei ca. 14 mm Austrittsspalthöhe konstant, wobei bemerkt werden muß, daß bei einem breiteren Austrittsspalt das Konstantwerden der Strahlungsleistung erst bei größeren Werten der Austrittsspalthöhe erfolgt. Eine weitere Vergrößerung der Austrittsspalthöhe bewirkt nach Abb. 31 nur noch eine Zunahme von Halbwerts- und Zehntelwertsbreite. Nach Abb. 31 und Abb. 39 ist für einen 10 µ breiten Austrittsspalt die Spalthöhe von 10 mm optimal. Mit dieser Spalthöhe erhält man aus Gleichung (25) eine Mindestgitterhöhe von 14 mm. Um größere Gitterhöhen zur Steigerung der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung ausnutzen zu können, muß man entweder mit wachsender Spalthöhe den Spalt verbreitern, was mit einer Verschlechterung von Auflösungsvermögen bzw. spektraler Reinheit verbunden ist, oder man muß, wenn Auflö-

sungsvermögen bzw. spektrale Reinheit erhalten bleiben sollen, einen gekrümmten Austrittsspalt verwenden. Um ein Gitter gegebener Höhe bezüglich der Strahlungsleistung voll ausnutzen zu können, müssen Spaltbreite b, Spalthöhe a und Krümmung der Spektrallinie nach einer einfachen geometrischen Überlegung in dem Zusammenhang

$$b = \frac{a^2}{8\rho} \qquad (26)$$

stehen. Darin bedeuten b = Austrittsspaltbreite; ρ = Krümmung der Spektrallinie; a = Austrittsspalthöhe. Dabei ist a gleich der Gesamtlänge G der Spektrallinie, wie sie sich aus (25) mit der Gitterhöhe L ergibt. Bei einer Gitterhöhe L = 40 mm erhält man aus (26) in Verbindung mit (25) eine Spaltbreite von b = 178 μ, eine Spaltbreite, die das Auflösungsvermögen bedeutend verschlechtert. Für k setzt man in (25) zweckmäßig den mittleren Wert des aus dem zu überstreichenden Wellenlängenbereich resultierenden Drehwinkelbereiches. Die Methode, die Spaltbreite zu vergrößern, ist nur dann zu empfehlen, wenn der Abstand der Nachbarlinie von der auf den Spalt eingestellten Linie größer als die halbe Spaltbreite ist. Erzeugt die Lichtquelle ein Viellinienspektrum oder ein Kontinuum, ist eine Vergrößerung der Gitterhöhe über 14 mm hinaus nur dann zu empfehlen, wenn man einen gekrümmten Austrittsspalt verwendet. Der erforderliche Krümmungsradius ist für ein Gitter mit einem Krümmungsradius von R = 1000 mm aus der Abb. 28 zu entnehmen. Der hier benutzte gekrümmte Austrittsspalt hatte einen Krümmungsradius von ρ = 620 mm.

In der Abb. 39 ist für diesen gekrümmten Spalt die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung als Funktion der Austrittsspalthöhe dargestellt. Normiert wurde auf die Strahlungsleistung bei einer Spalthöhe von a = 1 mm. Wie schon oben gesagt, konnte der gekrümmte Spalt nicht mit derselben Präzision hergestellt werden wie der gerade. Trotzdem erhält man bei dem 20 mm langen gekrümmten Spalt nur eine unwesentliche Vergrößerung der Halbwertsbreite gegenüber dem 5 mm langen geraden Austrittsspalt, nämlich 0,6 Å statt 0,4 Å beim geraden Spalt. Die wirksame Gitterhöhe betrug bei dem 20 mm langen gekrümmten Spalt L = 28 mm. Wie die Abb. 39 zeigt, ist die durch den 20 mm langen gekrümmten Spalt tretende maximale

Strahlungsleistung nahezu doppelt so groß wie bei einem geraden Spalt gleicher Breite von 10 mm Länge. Daß die durch den gekrümmten Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung im Bereich 1 - 10 mm etwas unterhalb derjenigen beim geraden Spalt liegt, ist ebenfalls auf die geringe Spaltgüte zurückzuführen.

Wie die Messungen zeigen, läßt sich die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung durch Vergrößerung der Gitterhöhe unter gleichzeitiger Verwendung eines langen gekrümmten Spaltes ohne Verlust an Auflösungsvermögen um ein Mehrfaches steigern. Einen Gewinn an Bestrahlungsdichte an irgend einem Punkt hinter dem Austrittsspalt bzw. in der Spaltöffnung, wie es z.B. in einer Ionisationskammer in Verbindung mit einem Massenspektrometer bei der Photoionisation von Gasen erwünscht ist, ist durch die Vergrößerung der Gitterhöhe nicht zu erzielen. Eine Vergrößerung der Bestrahlungsdichte und damit natürlich auch der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung kann man durch Vergrößerung der Eintrittsspalthöhe erreichen oder aber dadurch, daß man die Abbildung stigmatisch macht, indem man ein Gitter mit torischer Spiegelfläche verwendet, eine Möglichkeit, über die im nächsten Kapitel berichtet wird. Da infolge des Astigmatismus jeder Punkt des Eintrittsspaltes als Linie in der Austrittsspaltebene abgebildet wird, bewirkt ein Übergang vom punktförmigen Eintrittsspalt zu einem Spalt endlicher Länge eine Überlagerung der den einzelnen Spaltpunkten zugeordneten Bildlinien [15], [17], [23] und [24]. Dadurch wird eine Steigerung der Bestrahlungsdichte und damit der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung erzeugt. Die Gitterhöhe L und die Eintrittsspaltlänge e, oberhalb der keine weitere Erhöhung der Bestrahlungsdichte erfolgt, stehen dabei in dem Zusammenhang (vgl. [23])

$$\left| L \cdot \left\{ 1 - \frac{\bar{r}'}{R \cdot r} \left[r \cdot (\cos\langle C/2+k\rangle + \cos\langle C/2-k\rangle) - R \right] \right\} \right| = e \cdot \frac{\bar{r}'}{r} \,. \qquad (27)$$

L = Gitterhöhe; R = Krümmungsradius des Gitters; k = Gitterdrehwinkel; $\bar{r}'$ = Abstand Gitterscheitel - Austrittsspalt; r = Abstand Gitterscheitel - Eintrittsspalt; e = Eintrittsspalthöhe; C = Winkel zwischen Eintrittsspalt, Gitterscheitel und Austrittsspalt.

Ist diese Bedingung erfüllt, erreicht die Bestrahlungsdichte im Zentrum der Spektrallinie, d.h. im Schnittpunkt der Meridionalebene mit der Linie, ihr Maximum. Eine weitere Erhöhung der Eintrittsspaltlänge bewirkt dann nur noch eine Ausdehnung dieses Bereiches maximaler Bestrahlungsdichte in Richtung der Längserstreckung der Spektrallinie. Die Bestrahlungsdichte entlang der Spektrallinie gemessen weist in diesem Falle eine trapezförmige Verteilung auf, die bei Erfüllung der Bedingung (27) zu einem Dreieck entartet. Die Länge des Bereiches konstanter Bestrahlungsdichte im Fall trapezförmiger Verteilung, das Plateau P, ist nach [23] gegeben durch

$$P = \left| L \cdot \left\{ 1 - \frac{\bar{r}'}{R \cdot r} \left[r \cdot (\cos\langle C/2+k\rangle + \cos\langle C/2-k\rangle) - R \right] \right\} \right| - e \cdot \frac{\bar{r}'}{r} \Bigg| . \quad (28)$$

Wie schon oben näher ausgeführt, wird das Linienprofil bei Vergrößerung der Eintrittsspalthöhe verbreitert. Die Verbreiterung entsteht dadurch, daß die den einzelnen Spaltpunkten zugeordneten astigmatischen Bildlinien mit zunehmender Eintrittsspalthöhe eine immer stärker werdende seitliche Versetzung erfahren, die bei Beobachtung in positiven Ordnungen in Richtung kürzerer Wellenlängen, bei Beobachtung in negativen Ordnungen in Richtung längerer Wellenlängen erfolgt. Die Verbreiterung führt dazu, daß von einer bestimmten Spalthöhe ab, die von der Eintrittsspaltbreite abhängig ist, keine Zunahme der Bestrahlungsdichte bzw. der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung mehr erfolgt.

In Abb. 40 ist die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung, normiert auf die Strahlungsleistung bei der Eintrittsspalthöhe e = 1 mm, als Funktion der Eintrittsspalthöhe e dargestellt.

Gemessen wurde wieder bei der Wellenlänge 3341,48 Å; Austrittsspalt und Eintrittsspalt waren auf eine Breite von 10 µ eingestellt. Das Gitter war auf W = 21 mm, den optimalen Wert, abgeblendet. Die Austrittsspalthöhe betrug 1 mm. Man erkennt, daß auch hier, wie bei der Abhängigkeit der Strahlungsleistung von der Austrittsspalthöhe, die Strahlungsleistung bei etwa e = 10 mm konstant wird. Ein Vergleich mit Abb. 34 zeigt, daß auch in diesem Fall die optimale Spalthöhe mit 10 mm angenommen werden kann. Bei einer Austrittsspalthöhe von 1 mm, einer

Eintrittsspalthöhe von 10 mm und einer Eintrittsspaltbreite von 10 µ trägt das Gitter nur bis zu einer Höhe von 14 mm zur durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung bei. Die Bestrahlungsdichte in der Austrittsspaltöffnung wächst also unter den genannten Bedingungen als Funktion der Gitterhöhe nicht mehr weiter an, wenn die Gitterhöhe den Wert von L = 14 mm überschreitet. Will man eine größere Gitterhöhe ausnutzen, muß man Eintrittsspalthöhe und Eintrittsspaltbreite vergrößern. Eine Verbreiterung des Eintrittsspaltes führt aber wieder zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens bzw. der spektralen Reinheit. Sollen Auflösungsvermögen bzw. spektrale Reinheit erhalten bleiben, muß ein gekrümmter Eintrittsspalt verwendet werden. In der Abb. 40 ist die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung als Funktion

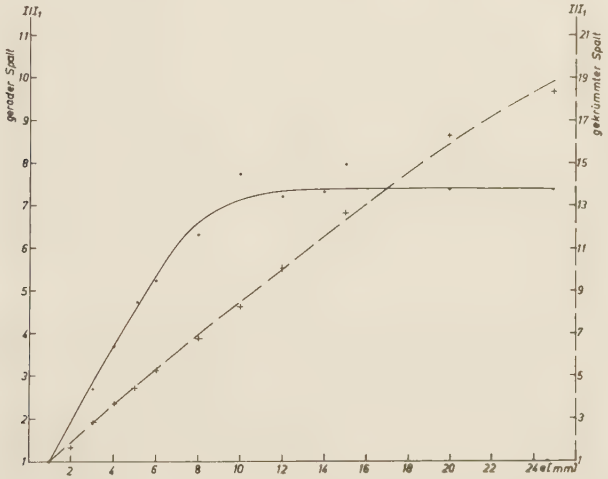


Abb. 40 Relative, durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung I/I_1 als Funktion der Eintrittsspalthöhe. Normiert wurde auf die Strahlungsleistung I_1 bei 1 mm Eintrittsspalthöhe. e = Eintrittsspalthöhe; durchgezogene Kurve: gerader Spalt; gestrichelte Kurve: gekrümmter Spalt; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Austrittsspalthöhe = 1 mm; Krümmungsradius des Eintrittsspaltes ρ = 620 mm.

der Eintrittsspalthöhe eines gekrümmten Spaltes mit einem Krümmungsradius von ρ = 620 mm dargestellt. Die Bedingungen, unter denen gemessen wurde, waren dieselben wie bei der Messung für den geraden Eintrittsspalt. Bei einer Spalthöhe von 20 mm des gekrümmten Spaltes ergibt sich die doppelte Strahlungsleistung wie bei einem 20 mm hohen geraden Spalt. Die Halbwertsbreite bei Verwendung des 20 mm hohen gekrümmten Eintrittsspaltes betrug 0,5 Å, diejenige bei Verwendung des 20 mm hohen geraden Spaltes hatte einen Wert von 1,2 Å. Die entsprechenden Werte für die Zehntelwertsbreite betrugen 2,5 Å und 1 Å. Bei einem Eintrittsspalt von 20 mm Länge trägt das Gitter bis zu einer Höhe von 28 mm zur Steigerung der Bestrahlungsdichte in der Austrittsspaltöffnung bei. Will man ein Gitter von 40 mm Höhe ausnutzen, muß der gekrümmte Spalt 28 mm lang sein. Will man einen höheren Austrittsspalt als 1 mm verwenden, muß die Gitterhöhe zweckmäßig so gewählt werden, daß die nach (28) zu errechnende Plateaulänge gleich der Länge des Austrittsspaltes wird. Bei einer Eintrittsspaltlänge von 20 mm und einer Gitterhöhe von 40 mm würde die Länge des Plateaus 8 mm betragen. In diesem Fall kann man also einen geraden Austrittsspalt verwenden. Will man jedoch unter diesen Verhältnissen die Gesamtlänge der Spektrallinie, die in diesem Fall 48 mm beträgt, ausnutzen, muß man einen gekrümmten Austrittsspalt verwenden.

In der Abb. 41 ist die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung aufgetragen, wobei Eintritts- und Austrittsspalt gekrümmt waren und gleich lang gemacht wurden. Eintritts- und Austrittsspaltbreite betrugen 10 µ, die Gitterbreite war auf ihren optimalen Wert von 21 mm eingestellt, die Gitterhöhe hatte den Wert 40 mm. Gemessen wurde bei der Linie 3341,48 Å. Normiert wurde auf Eintrittsspalthöhe = Austrittsspalthöhe = 1 mm.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß die Überlegungen hinsichtlich Plateaulänge, Gesamtlänge und Verteilung der Bestrahlungsdichte entlang der Spektrallinie nur dann gelten, wenn die Lichtquelle unmittelbar hinter dem Spalt angeordnet oder mit Hilfe eines Kondensors auf den Spalt abgebildet wird, so daß der Spalt selbst als Lichtquelle betrachtet werden kann.

Hat die Lichtquelle jedoch den Abstand s vom Spalt, so ist in den Gleichungen (26), (27) und (28) r durch (r + s) zu ersetzen. Für e ist die jeweilige Längsausdehnung e_L der Lichtquelle, gemessen senkrecht zur Meridionalebene, einzusetzen. e, e_L, s, L und r stehen dann in dem Zusammenhang

$$e = \frac{L \cdot s + r \cdot e_L}{r + s} \quad ; \qquad (29)$$

e = wirksame Länge des Eintrittsspaltes; s = Abstand der Lichtquelle vom Eintrittsspalt; e_L = Länge der Lichtquelle; L = Gitterhöhe; r = Abstand Eintrittsspalt - Gitterscheitel.

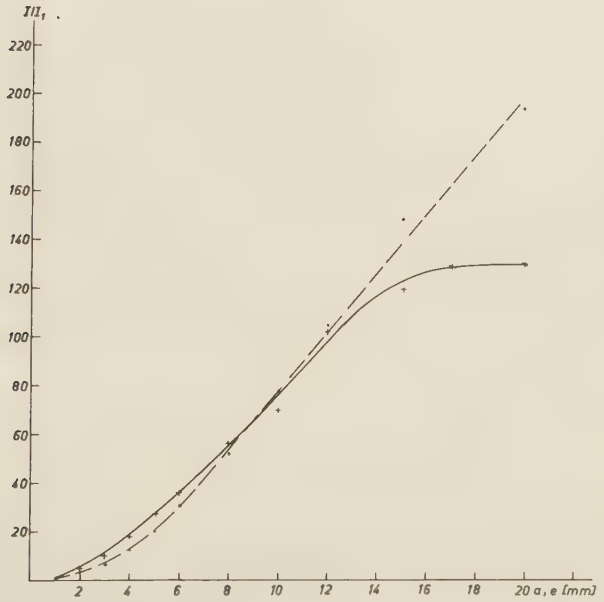


Abb. 41 Relative, durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung I/I_1 als Funktion gleicher Eintritts- und Austrittsspalthöhe. Normiert wurde auf die Strahlungsleistung I_1 bei Eintrittsspalthöhe = Austrittsspalthöhe = 1 mm. a = Austrittsspalthöhe; e = Eintrittsspalthöhe; durchgezogene Kurve = gerade Spalte; gestrichelte Kurve = gekrümmte Spalte; Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 10 µ; Gitterbreite W = 21 mm; Gitterhöhe L = 40 mm; Krümmungsradien der Spalte ρ = 620 mm

Es wird nur in wenigen Fällen möglich sein, den Eintrittsspalt auf eine Länge von 20 mm und mehr einzustellen, da die Ausnutzung dieser Spaltlänge auch eine entsprechend ausgedehnte Lichtquelle erfordert. Im Quarz-UV sind derartige Lichtquellen leicht zu realisieren, im extremen UV haben die Lichtquellen jedoch selten eine größere Ausdehnung als 3 mm. Bei Benutzung eines geraden Austrittsspaltes mit der optimalen Länge von 10 mm wird dann bei einem Gitter von 1000 mm Krümmungsradius nur eine Gitterhöhe von ca. 17 mm ausgenutzt. Muß man z.B. aus ionenoptischen Gründen einen sehr kurzen Austrittsspalt, z.B. a = 1 mm, verwenden, wird nur noch eine Gitterhöhe von ca. 4,5 mm wirksam. Will man dabei maximales Auflösungsvermögen erzielen, beträgt die gesamte ausnutzbare Gitterfläche bei einem Monochromator vom SEYA-Typ nur 21 x 5 mm^2.

Abhilfe kann unter diesen Umständen nur ein Gitter mit einer torischen Fläche, das stigmatisch abbildet, bringen.

Die in diesem Kapitel für ein Gitter mit einem Krümmungsradius von R = 1000 mm und 500 Furchen/mm gewonnenen Ergebnisse lassen sich auf ein Gitter mit anderem, beispielsweise kleinerem Krümmungsradius R' übertragen, wenn alle übrigen Größen von der Dimension einer Länge, die in den die optische Anordnung des Spektrometers beschreibenden Gleichungen auftreten, mit dem Faktor c = R/R' multipliziert werden. Es muß also gelten

$$\begin{aligned} R &= c\cdot R' & \lambda &= c\cdot\lambda' \\ d &= c\cdot d' & \Delta\lambda &= c\cdot\Delta\lambda' \\ W &= c\cdot W' & e &= c\cdot e' \\ L &= c\cdot L' & a &= c\cdot a' \quad \text{u.s.w.} \end{aligned} \tag{30}$$

Für ein Gitter mit einem Krümmungsradius von R' = 500 mm und einer Gitterteilung von 1000 Furchen/mm folgt aus (30), sofern bei einer Wellenlänge von 1650 Å beobachtet wird, daß die optimale Gitterbreite bei W = 10 mm liegt. Für ein Gitter mit R = 1000 mm und einer Gitterkonstanten d = 2 µ ergaben die bei der Wellenlänge $\lambda \approx 3300$ Å durchgeführten Messungen eine optimale Gitterbreite von W ≈ 20 mm. Für das Gitter mit einem Krümmungsradius von R' = 500 mm betrugen danach die optimalen Spalthöhen bei einer Spaltbreite von 5 µ

e_{optim} = 5 mm und a_{optim} = 5 mm. Da der Krümmungsradius der Linien ebenfalls um den Faktor 1/2 kleiner geworden ist, muß der Radius eines gekrümmten Austrittsspaltes ebenfalls um den Faktor 1/2 verkleinert werden.

Alle dimensionslosen Größen, wie der Winkel zwischen Eintrittsspalt - Gitterscheitel - Austrittsspalt oder die Anzahl der Gitterstriche bleiben erhalten.

Im nächsten Kapitel soll über die Herstellung solcher Flächen berichtet und untersucht werden, ob die zur Verfügung stehenden torischen Flächen als Gitter verwendet werden können.

VI. Herstellung achsenastigmatisch abbildender Flächen und Untersuchung ihrer Flächengüte bezüglich ihrer Verwendbarkeit als Beugungsgitter

Um den Astigmatismus beim SEYA-Monochromator zu beheben, bleibt nur die Möglichkeit, ein achsenastigmatisch abbildendes Gitter zu verwenden. Im Jahre 1950 hat HABER [24] eine ausführliche Theorie eines solchen achsenastigmatisch abbildenden Gitters, eines Torus-Gitters, fußend auf der BEUTLERschen Theorie des sphärischen Konkavgitters, veröffentlicht, macht aber gleichzeitig auf die Schwierigkeiten aufmerksam, ein solches Gitter technisch zu realisieren. Er schreibt am Schluß der zitierten Arbeit: "The author is not in the position to form an opinion on the technical question, whether a toric surface can be ground appropriately as to accuracy and size, to serve as a blank for a torus grating. In view of the advantages, the torus grating, obviously, has in comparison to the sperical grating, it seems to be worth while to consider the possibilities of grinding such surfaces."

Auch NAMIOKA [25] hat 1960 in einer bemerkenswerten Arbeit eine Theorie über ein achsenastigmatisch abbildendes Gitter, ein Ellipsoidal-Konkavgitter, veröffentlicht. In einer theoretischen Arbeit von SCHTSCHEPETKIN [26] über asphärische Beugungsgitter mit einer Symmetrieebene ist als Sonderfall auch das Torusgitter enthalten.

PURCELL [27] beschreibt in einer kurzen Originalmitteilung die Verwendung eines mechanisch verbogenen sphärischen Konkavgitters in einem Spektrographen für die Lyman-α-Sonnenphotographie. Angaben über Abbildungsgüte und Auflösungsvermögen wurden in dieser Mitteilung nicht gemacht.

In der Arbeit [28] wurde im Hinblick auf Verwendung eines torischen Gitters im SEYA-Monochromator von H. GREINER und E. SCHÄFFER ein Berechnungsverfahren angegeben, nach dem der Krümmungsradius im Sagittalschnitt des Torusgitters bestimmt werden kann, so daß für einen zu überstreichenden Wellenlängenbereich die astigmatische Differenz ein Minimum wird. Weitere Autoren haben über den Astigmatismus beim sphärischen Konkavgitter und Methoden zu seiner Behebung berichtet [29], [30], [31] u.a.

Eine andere Methode zur Behebung des Astigmatismus beim sphärischen Konkavgitter hat SAKAYANAGI [32] angegeben. Danach werden auf einer sphärischen Fläche gekrümmte Gitterfurchen gezogen, deren Krümmung so berechnet ist, daß der Astigmatismus an zwei Stellen des Spektralbereiches behoben wird. Ein solches Gitter läßt sich bis zu einem Einfallswinkel von 30° verwenden. In einer weiteren Arbeit [33] gibt SAKAYANAGI ein Verfahren an, nach dem ein solches Gitter geteilt werden kann. Weiter berichtet er in dieser Arbeit über die Resultate, die mit einem solchen Gitter erzielt wurden.

. Prüfung der Flächengüte torischer Flächen unter Berücksichtigung zweier zur Herstellung geeigneter unterschiedlicher Schleifverfahren

Wegen der technischen Schwierigkeiten, die bei der Herstellung einer torischen Fläche hoher Flächengüte auftreten, hat sich von zahlreichen Firmen, bei denen bezüglich Herstellung einer torischen Fläche angefragt wurde, nur eine amerikanische Firma bereiterklären können, die Herstellung zu übernehmen. Es wurden folgende Forderungen gestellt: Durchmesser des Torus 60 mm, Krümmungsradius im Meridionalschnitt (siehe auch [28]) R = 1000 mm, im Sagittalschnitt R* = 666 mm. Die maximale Abweichung von der idealen torischen Fläche sollte an keiner Stelle größer als ± 100 Å sein (Rayleighsches λ/4-Kriterium).

Nach Lieferung wurde der Torus mit einer 600 Å starken Silberschicht bedampft und in den oben beschriebenen Monochromator eingesetzt. Eintritts- und Austrittsspalt wurden auf eine Breite von 20 µ und eine Höhe von je 1 mm eingestellt. Der Torus wurde auf eine Fläche von 40 x 40 mm^2 abgeblendet. Dann wurde der Eintrittsspalt beleuchtet und das Bild 0. Ordnung des Eintrittsspaltes zur Registrierung der Intensitätsverteilung im Bild am Austrittsspalt vorbeibewegt. Das registrierte Profil zeigt Abb. 42.

Wie die Abb. 42 zeigt, weist die Intensitätsverteilung drei Maxima auf. Die Halbwertsbreite ist 35mal, die Zehntelwertsbreite 6mal so groß wie die Eintrittsspaltbreite. Zum Vergleich wurde in der Abb. 43 die Intensitätsverteilung in einem Bild eines 20 µ breiten und 1 mm hohen Eintrittsspaltes, das durch

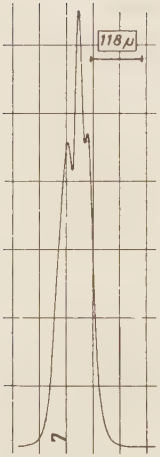


Abb. 42 Intensitätsverteilung im Bild 0. Ordnung bei der torischen Fläche.
Die Registrierung erfolgte mit Hilfe des oben beschriebenen Monochromators. Der Einfallswinkel betrug 34°52'. Eintrittsspaltbreite = Austrittsspaltbreite = 20 μ. Eintrittsspalthöhe = Austrittsspalthöhe = 1 mm

die im Kapitel III beschriebene sphärische Fläche unter gleichen Bedingungen erzeugt wurde, registriert. Hier beträgt die Halbwertsbreite das 1,3fache, die Zehntelwertsbreite das 2,4fache der Eintrittsspaltbreite. Aus dem Vergleich der beiden Intensitätsprofile folgt, daß die torische Fläche wegen der geringen Flächengüte zur Herstellung eines Gitters, das ein mit einem konkav-sphärischen Gitter vergleichbares Auflösungsvermögen besitzt, in der vorliegenden Form nicht

Abb. 43 Intensitätsverteilung im Bild 0. Ordnung bei der im Kapitel III beschriebenen sphärischen Fläche. Bedingungen der Registrierung wie in Abb. 42.

geeignet erscheint. Um eine Information zu gewinnen, in welchem der beiden Hauptschnitte der torischen Fläche die Abweichungen von der Idealfläche größer sind, wurde mit dem Torus ein Hartmann-Test [34] durchgeführt. Das Ergebnis zeigen die Abb. 44 und Abb. 45. Es wurden sowohl für den Meridionalschnitt, dessen Schnittkurve den größeren Krümmungsradius R = 1000 mm besitzt, als auch für den Sagittalschnitt die Schnittweiten gemessen. Dabei ist die Schnittweite der Abstand zwischen Torusoberfläche und Schnittpunkt des von einer der Öffnungen der Hartmann-Blende ausgehenden Lichtbündels, projiziert in die entsprechende meridionale oder sagittale Hauptschnittebene mit dem von der zentralen Öffnung ausgehenden ebenfalls in die Hauptschnittebene projizierten Bündel, gemessen auf dieser Projektion. Die Abstände der Blendenöffnungen, die auf der Meridionalschnittkurve (Schnittkurve der meridionalen Hauptschnittebene mit der Torusoberfläche) liegen, von der zentralen Blendenöffnung seien in der Abb. 44 mit "w" bezeichnet, die Abstände der Blendenöffnungen, die

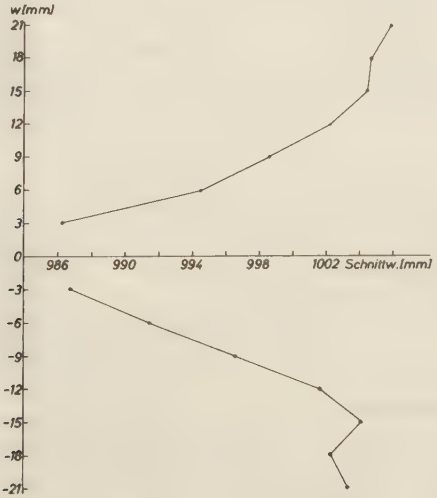


Abb. 44 Hartmann-Test. Schnittweiten in der meridionalen Hauptschnittebene.
Die Blendenöffnungen der Hartmann-Blende haben einen Abstand von jeweils 3 mm. w ist der Abstand der einzelnen Blendenöffnungen, die auf der Meridionalschnittkurve liegen von der zentralen Blendenöffnung.

auf der Sagittalschnittkurve liegen, von der zentralen Blendenöffnung, seien in der Abb. 45 mit 1 bezeichnet.

Die Abb. 46 und Abb. 47 zeigen die Hartmann-Aufnahmen, aus denen die Schnittweiten berechnet wurden. Ein Vergleich der Abb. 44 und der Abb. 45 läßt erkennen, daß die Differenz der größten und kleinsten Schnittweite in der Meridionalschnittebene 6mal so groß ist wie diese Differenz in der Sagittalschnittebene. Nun bestimmen aber die in den Meridionalschnitten verlaufenden Strahlen die Linienbreite der Spektrallinien, so daß es für den vorgesehenen Verwendungszweck des Torus günstiger wäre, wenn die geringeren Schnittweitendifferenzen bei den Strahlen auftreten würden, die in den meridionalen Schnittebenen verlaufen. Da zu vermuten war, daß die großen Unterschiede der Schnittweitendifferenzen im meridionalen und sagittalen Hauptschnitt durch das Schleifverfahren, das bei der Herstellung des Torus angewendet wurde, bedingt sind, wurde die Lieferfirma um Auskunft über die Technologie des Schleifverfahrens gebeten, die in dankenswerter Weise ausführlich erteilt wurde.

Das Prinzip des Verfahrens ist folgendes: Es wird zunächst mit Hilfe einer Drehbank eine torische Fläche, die als Schleif-

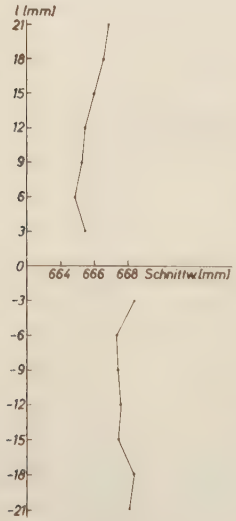


Abb. 45 Hartmann-Test. Schnittweiten in der sagittalen Hauptschnittebene. Die Blendenöffnungen der Hartmann-Blende haben einen Abstand von jeweils 3 mm. 1 ist der Abstand der einzelnen Blendenöffnungen, die auf der Sagittalschnittkurve liegen, von der zentralen Blendenöffnung.

schale dient, mit den Krümmungsradien, die der torische Glaskörper erhalten soll, hergestellt. Diese torische Schleifschale ist aufzufassen als ein gemäß Abb. 48 aus der Lauffläche eines Reifens herausgeschnittenes Flächenstück. An dieser Schleifschale wird der zu schleifende Glaskörper in x-Richtung und y-Richtung entlangbewegt, wobei die Bewegung in

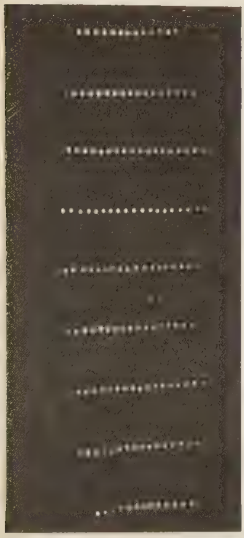


Abb. 46 Hartmann-Test
Durchstoßpunkte der von den Öffnungen der Hartmann-Blende ausgehenden Strahlenbündel durch die extrafokal aufgestellte Fotoplatte

Abb. 47 Hartmann-Test
Durchstoßpunkte der von den Öffnungen der Hartmann-Blende ausgehenden Strahlenbündel durch die intrafokal aufgestellte Fotoplatte

y-Richtung symmetrisch zur Spur der meridionalen Hauptschnittebene und mit einer Amplitude von etwa $\pm$ 10 mm geführt wird (Abb. 48). Die meridionale Hauptschnittebene ist die Symmetrieebene des Reifens, auf der die Reifenachse senkrecht steht. Dieser reifenförmige oder wulstförmige Torus entsteht, wenn ein Kreis um eine Achse (Reifenachse) rotiert, die in der Kreisebene liegt, aber nicht durch den Kreismittelpunkt geht, wobei

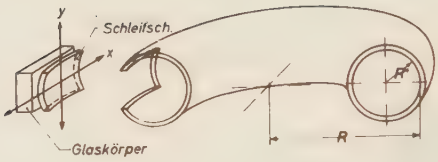


Abb. 48 Reifenförmiger Torus mit herausgeschnittener Schleifschale. R, R* = Radien des Torus, x, y = Bewegungsrichtung des Glaskörpers beim Schleifprozeß

gelten muß

$$R \geq R^* \tag{31}$$

R = Abstand der Reifenachse von der Lauffläche des Reifens; R* = Radius des Kreises (siehe Abb. 48) (Für R = R* entartet der Reifen zur Kugel).

Die Bewegung des zu schleifenden Glaskörpers entlang der Schleifschale in y-Richtung, die zur Vermeidung von Schleifriefen erforderlich ist, bewirkt aber eine Verminderung der Flächengüte, da bei einer geringfügigen Verschiebung in y-Richtung der Glaskörper von der Schleifschale abhebt und damit nicht, wie für den Schleifprozeß erforderlich, an allen Punkten mit der Schleifschale Kontakt hat. Dadurch wird aber gerade diejenige Neigung der Flächenelemente, die den Strahlenverlauf in der Meridionalebene und der zu dieser parallelen Ebene und damit die Breite der Spektrallinien bestimmt, in ungünstigem Sinne beeinflußt.

Wird jedoch die Schleifschale aus einem tonnenförmigen Rotationskörper herausgeschnitten, für den im Sinne von (31) gilt

$$R < R^*, \tag{32}$$

so wird der von einer solchen Schleifschale hergestellte Glaskörper einen Strahlenverlauf erzeugen, bei dem die Strahlneigung in den sagittalen Schnittebenen, die die Höhe der Spektrallinien bestimmt, ungünstig beeinflußt wird. Hierbei sind

die sagittalen Schnittebenen diejenigen, die den kleineren Krümmungsradius enthalten, und zu denen die Gitterfurchen parallel verlaufen.

Der oben beschriebene Torus war vom reifenförmigen Typ. Da zu erwarten war, daß ein Torus vom tonnenförmigen Typ zu einem günstigeren Ergebnis führen würde, wurde ein solcher bei der Lieferfirma in Auftrag gegeben. Nach Lieferung wurde der Torus wieder in den Monochromator eingesetzt und das Intensitätsprofil durch Vorbeibewegen des Bildes des Eintrittsspaltes am Austrittsspalt aufgezeichnet. Das Ergebnis zeigen die Abb. 49 und Abb. 50. In der Abb. 49 wurde der Torus mit seiner vollen Öffnung von 60 mm Durchmesser verwendet, während er bei Aufzeichnung des Profils, das in Abb. 50 wiedergegeben ist, auf eine Größe von 40 x 40 mm^2 abgeblendet wurde. Ein Vergleich der Abb. 50 mit der Abb. 43 zeigt, daß das Intensitätsprofil, das durch den Torus vom tonnenförmigen Typ erzeugt wird, nur unwesentlich von dem durch die hochwertige sphärische Fläche erzeugten abweicht. Die Halbwertsbreiten sind in beiden Fällen die gleichen, die Zehntelwertsbreite ist bei Verwendung des Torus nur um den Faktor 1,27 größer als bei Verwendung der sphärischen Fläche. Der Torus vom tonnenförmigen Typ erscheint somit als Gitter für die Verwendung im SEYA-Monochromator geeignet.

Abb. 49 Intensitätsverteilung im Bild 0. Ordnung bei Verwendung der torischen Fläche vom tonnenförmigen Typ. Bedingungen der Registrierung wie in Abb. 42, jedoch volle Öffnung der torischen Fläche von 60 mm Durchmesser.

Abb. 50 Intensitätsverteilung im Bild 0. Ordnung bei Verwendung der torischen Fläche vom tonnenförmigen Typ. Bedingungen der Registrierung wie bei Abb. 49, Torus jedoch abgeblendet auf eine Fläche von 40 x 40 mm².

2. Herstellung einer achsenastigmatisch abbildenden Fläche aus Epoxyharz

Die Schwierigkeiten bei der Beschaffung einer torischen Fläche führten zu eigenen Versuchen, eine achsenastigmatisch abbildende Fläche herzustellen. HASS und ERBE [35] berichteten 1954 über ein Verfahren, nach dem sphärische Konkavspiegel aus Epoxyharz hergestellt werden konnten. Danach wird zunächst ein konvexer Spiegel im Vakuum mit einer Silber- und einer Quarzschicht bedampft. Auf diese Schichten wird ein Epoxy-Gießharz aufgegossen und zur Aushärtung gebracht. Nach der Aushärtung werden der gläserne Konvexspiegel und der Epoxyharzabdruck getrennt. Dieser Epoxyharzabdruck ist dann das konkave Gegenstück zum Konvexspiegel. Ein ähnliches Verfahren, wobei jedoch von einer konkav-sphärischen Fläche ausgegangen und der konkav-sphärische Epoxyharzabdruck in zwei Schritten hergestellt wird, wird von denselben Autoren 1959 beschrieben [36]. Mittels dieser von HASS, ERBE und BRADFORD beschriebenen Methode wurde in Verbindung mit einem Biegeverfahren eine achsenastigmatisch abbildende Fläche hergestellt. In der Abb. 51 ist das Verfahren dargestellt. Zunächst wurden ein Planspiegel und ein Konkavspiegel aus Glas mit einem Krümmungsradius von R = 1000 mm hergestellt. Der Planspiegel hatte

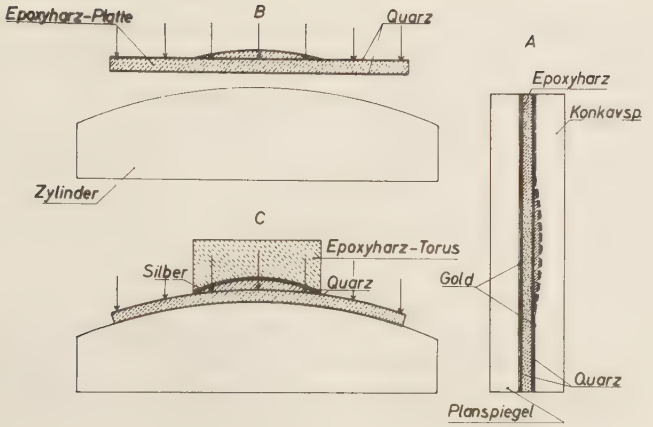


Abb. 51 Prinzip der Herstellung einer achsenastigmatisch abbildenden Fläche aus Epoxyharz nach einem Biegeverfahren

eine Größe von 100 x 130 mm^2. Seine Dicke betrug 20 mm. Der Konkavspiegel wurde in eine ebenso große Glasplatte zentrisch zu deren Mitte mit einem Durchmesser von 60 mm eingeschliffen. Beide Spiegel wurden im Vakuum mit einer 600 Å starken Goldschicht und einer darüber liegenden Quarzschicht von ca. 3000 Å Stärke bedampft. Dann wurden beide Spiegel im Abstand von 6 mm einander gegenübergestellt, auf 1/10 mm genau parallel zueinander ausgerichtet (siehe Abb. 51A) und die Trennfuge mit Tesafilm umklebt. Der Zwischenraum wurde mit Epoxy-Gießharz ausgegossen. Als Gießharz wurde der Typ Gießharz-D der Firma Ciba in Verbindung mit dem Härter Typ 951 derselben Firma verwendet. Der Härter wurde dem Gießharz unter Vakuum zugesetzt, so daß sich keine Luftblasen bilden konnten. Bei den Versuchen zeigte es sich, daß es von besonderer Bedeutung war, die auf den Spiegeln adsorbierte Feuchtigkeit vollständig zu entfernen. Die auf der Quarzschicht der Spiegel adsorbierten Wassermoleküle verhindern, daß sich das Gießharz fest mit der Quarzschicht adhäsiv verbindet. Es wurden desnalb die Spiegel vor dem Ausgießen mit Epoxyharz sorgfältig unter Vakuum in Gegenwart von Phosphor-

pentoxyd getrocknet. Gießharz und Härter wurden durch Erhitzen auf 100 °C von Feuchtigkeit befreit. Das gefäß, in dem beide angesetzt wurden, wurde ebenso wie die Spiegel unter Vakuum getrocknet. Das Gießharz wurde dann zwischen die so vorbereiteten Spiegel gegossen, wobei durch geeignete Vorkehrungen verhindert wurde, daß Spiegel und Gießharz während des Gießvorganges mit der Luftfeuchtigkeit in Berührung kamen. Das Harz zwischen den Spiegeln wurde dann bei 50 °C im Thermostaten ausgehärtet. Nach der Aushärtung wurden die Spiegel in eine Kühlbox gebracht und auf - 50 °C abgekühlt. Da die Haftfestigkeit von Gold auf Glas sehr gering ist (die Goldschicht diente als Trennmittel) ließen sich die Spiegel nach der Abkühlung sehr leicht von der Epoxynarzplatte lösen. Die Goldschicht verblieb dabei auf der Quarzschicht, die selbst fest an das Gießharz gebunden war. Die Goldschicht wurde durch Lösung in Quecksilber von der Quarzschicht entfernt.

Die so erhaltene plankonvexe Epoxyharzplatte wurde mit der Probeglasmethode geprüft. Als Lichtquelle diente eine Natriumlampe. Das konkave Probeglas hatte einen Krümmungsradius von 1000 mm. In der Abb. 52 sind die Newtonschen Ringe wiedergegeben, die bei der Prüfung der Konvexfläche der Epoxyharzplatte mit dem konkaven Probeglas entstanden. Wie man erkennt, weicht der Radius der Konvexfläche von dem der Konkavfläche, die als Gießform diente, ab. Der Radius der Konvexfläche

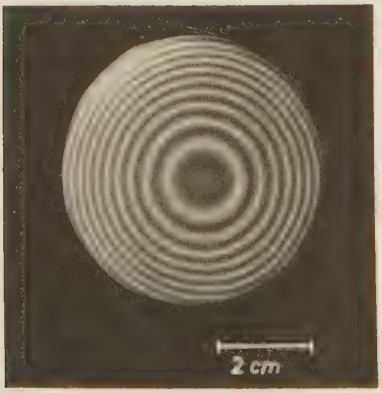


Abb. 52 Prüfung der Konvexfläche der Epoxyharzplatte mit einem konkaven Probeglas. Krümmungsradius des konkaven Probeglases 1000 mm. Abbildungsmaßstab 1 : 1,07.

beträgt 995,4 ± 0,5 mm. Die größte Abweichung der Konvexfläche von einer idealen konvexen Kugelfläche mit dem Radius 995,4 mm hat den Wert 0,1 µ.

Die plankonvexe Epoxyharzplatte wurde nun gemäß Abb. 51B und Abb. 51C über einen optisch geschliffenen Zylinder mit einem Krümmungsradius von R_z = 2000 mm verbogen. Das geschah dadurch, daß die Epoxyharzplatte mit Hilfe der in Abb. 53 gezeigten Aufspannvorrichtung gleichmäßig an allen vier Kanten auf

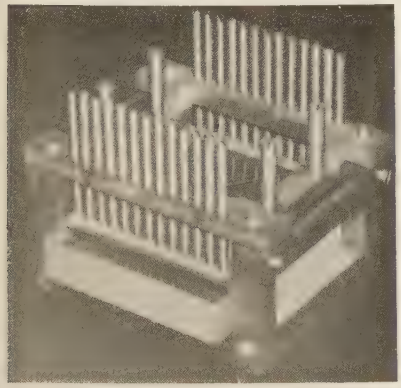
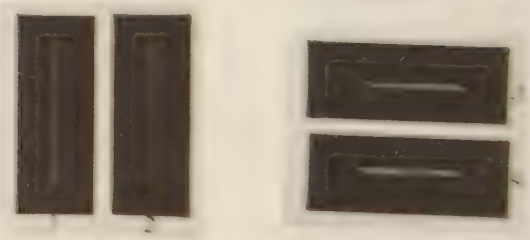
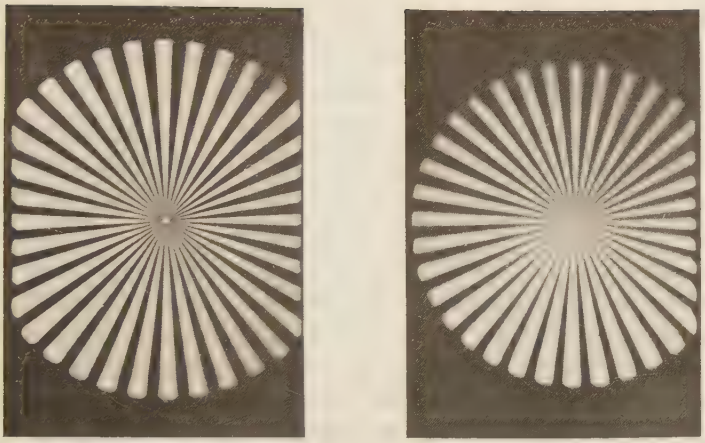


Abb. 53 Aufspannvorrichtung mit Zylinder und Epoxyharzplatte

den Zylinder aufgedrückt wurde. Auf die so verbogene Epoxyharzplatte wurde eine 600 Å starke Silberschicht und darüber eine 3000 Å starke Quarzschicht aufgedampft. Dann wurde die Konvexfläche mit einer zylindrischen Form aus Weich-P.V.C. umgeben. In diese Form wurde unter Beachtung der oben angeführten Vorsichtsmaßnahmen das Epoxyharz eingefüllt und bei 25 °C zur Aushärtung gebracht. Durch das schlechte Wärmeleitvermögen der Epoxyharzplatte stieg die Reaktionstemperatur bei der Aushärtung auf 85 °C an, so daß bei Zimmertemperatur ausgehärtet werden mußte. Nach einer Aushärtezeit von 14 Tagen wurde der Epoxyharz-Torus von der Epoxyharzplatte dadurch gelöst, daß die Epoxyharzplatte durch Unterlegen eines 0,1 mm starken Folienstreifens etwas starker als durch den Zylinderradius vorgegeben, durchgebogen wurde. Dabei sprang der Epoxyharz-Torus leicht von der konvexen Fläche ab. Die Silber-





a b

Abb. 55 Stigmatische Abbildung eines Sektorensternes. Einfallswinkel ≈ 35°. a = Abbildung durch Glastorus; b = Abbildung durch Epoxyharz-Torus (5fache Vergrößerung des Originalbildes).

Der Einfallswinkel betrug dabei in beiden Fällen ca. 35°. Die Spiegel waren auf eine Fläche von 20 x 15 cm (Breite x Höhe) abgeblendet. Nimmt man als ein Maß für die Abbildungsgüte den mittleren Abstand der noch aufgelösten Spitzen benachbarter Sektoren, erhält man für den Glastorus 0,04 ± 0,01 mm und für den Epoxyharz-Torus 0,10 ± 0,02 mm. Der Kontrast zwischen den hellen und dunklen Sektoren ist beim Glastorus wesentlich größer als beim Epoxyharz-Torus. Es ist dies darauf zurückzuführen, daß die Güte der Mikrostruktur der Oberfläche des Epoxyharz-Torus sich im Laufe der Zeit verschlechtert hat. Die Abb. 55 wurde sieben Monate nach Herstellung des Torus aufgenommen, während die astigmatischen Bildlinien in Abb. 54 unmittelbar nach Fertigstellung des Torus aufgenommen wurden. Die Verschlechterung der Oberfläche wurde vermutlich dadurch hervorgerufen, daß eine zu große Menge Härter beim Ansatz des Harzgemisches verwendet wurde. Bei der Aushärtung bleibt dann ein geringer Anteil des chemisch nicht gebundenen Härters zwischen Quarzschicht und Epoxyharz zurück und verhindert

dadurch eine feste Bindung der Quarzschicht an das Epoxyharz.

Um die Flächenfehler, die durch die Schrumpfung der großen Epoxyharzmenge bei der Aushärtung auftreten, zu reduzieren, wird folgendes Verfahren empfohlen:

Zunächst wird wieder nach dem beschriebenen Verfahren eine plankonvexe Epoxyharzplatte hergestellt. Danach wird auf den für die Herstellung verwendeten Plan- und Konvexspiegel Gold und Quarz wie oben beschrieben aufgedampft. Dann wird auf die Quarzschicht beider Spiegel eine etwa 1/10 mm starke Epoxyharzschicht aufgegossen. Hierfür hat sich das sehr dünnflüssige Gießharz H der Firma Ciba als geeignet erwiesen. Nun werden die Epoxyharzplatte mit ihrer Planseite auf den mit dünnflüssigem Harz bedeckten Planspiegel und auf die Konvexseite der Epoxyharzplatte der Konkavspiegel aufgelegt. Um den Einschluß von Luftblasen zu vermeiden, muß dieser Vorgang unter Vakuum erfolgen. Dann werden die dünnen Harzschichten bei 50 °C im Thermostaten ausgehärtet. Nach Aushärtung werden die Spiegel wieder von der Epoxyharzplatte nach dem oben beschriebenen Verfahren getrennt. Da die dünnen Harzschichten sehr viel weniger schrumpfen als die 6 mm starke Schicht, aus der die Platte hergestellt wurde, darf mit einer wesentlichen Verbesserung der Flächengüte gerechnet werden. Reicht diese noch nicht aus, kann das Verfahren mit einer noch dünneren Harzschicht wiederholt werden. Die so verbesserte Epoxyharzplatte wird wieder mittels der Aufspannvorrichtung auf den Zylinder aufgespannt. Dann wird der Epoxyharz-Torus nach vorhergehender Bedampfung der verbogenen Konvexfläche mit Gold und Quarz und Aufgießen der 1/10 mm starken Harzschicht auf die Konvexfläche aufgesetzt. Nach Aushärtung wird der Torus von der Harzplatte getrennt. Auch hier ist eine Verbesserung der Flächengüte zu erwarten.

Wieweit die Verbiegung der Plankonvexplatte zu Flächenfehlern führt, konnte noch nicht untersucht werden. Aus der Theorie der zylindrischen Verbiegung einer Platte folgt aber, daß sich die Seiten der Platte, die senkrecht zur Zylinderachse verlaufen, bei der zylindrischen Verbiegung von der Zylinderfläche abheben. Aus diesem Grunde wurde die Platte an allen vier Seiten gleichmäßig auf den Zylinder aufgedrückt. Wie sich

die dadurch in der Platte entstehenden Spannungen auf deren Oberfläche auswirken, müßte genauer untersucht werden, wobei als Parameter die Plattenstärke zu verändern wäre.

Es wäre sicher günstiger, die Plankonvexplatte aus Glas durch einen Schleif- und Polierprozeß herzustellen. Versuche, die in dieser Richtung unternommen wurden, führten jedoch nicht zum Erfolg, weil die Glasplatten bei der Verbiegung zerbrachen. Selbst eine nur 1,5 mm starke Glasplatte, eine Stärke, die gerade noch das Aufschleifen einer Konvexfläche von 60 mm Durchmesser zuläßt, hält der Beanspruchung bei der Verbiegung nicht stand.

Neuerdings stellen die Corning-Glaswerke U.S.A. eine Glassorte her, die sich auch in dicken Schichten extrem stark verbiegen läßt. Wie sich allerdings diese Glasart durch optische Schleif- und Polierverfahren bearbeiten läßt, konnte noch nicht geklärt werden.

VII. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein nach einer eigenen Konstruktion gebauter Monochromator vom SEYA-NAMIOKA-Typ beschrieben. Das Gitter, mit dem der Monochromator ausgerüstet ist, besitzt einen Krümmungsradius von R = 1000 mm, eine Furchenzahl von 500 Furchen/mm und eine geteilte Fläche von 40 x 40 mm^2. Bei allen Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde dieses Gitter verwendet. Es wird über die Prüfung des für die Gitterteilung vorgegebenen sphärischen Konkavspiegels hinsichtlich seiner Flächengüte berichtet. Die Prüfung wurde mit Hilfe des Foucaultschen Schneidenverfahrens durchgeführt. Der Krümmungsradius konnte mit diesem Verfahren auf $\pm$ 0,03 mm genau gemessen werden. Diese Prüfung erfolgte, um sicher zu stellen, daß die aus der Besonderheit der SEYA-Aufstellung resultierenden Abbildungsfehler nicht durch eventuell vorhandene Flächenfehler des Gitters verfälscht werden. In einem weiteren Kapitel wird über ein Justierverfahren für den SEYA-Monochromator berichtet. Dieses Verfahren gliedert sich in eine Grob- und eine Feinjustierung. Die Grobjustierung hat den Zweck, ein hinreichend scharfes Bild 0. Ordnung in der Austrittsspaltebene zu erhalten, mit dessen Hilfe die Feinjustierung vorgenommen wird. Bei der Ausarbeitung des Justierverfahrens wurde darauf Wert gelegt, mit möglichst geringem Aufwand an optischen Hilfsgeräten auszukommen.

Die Untersuchungen der Abbildungseigenschaften des Monochromators erfolgten im Wellenlängengebiet 4000 Å bis 2500 Å. Die Messungen und Überlegungen erstrecken sich auf den Einfluß der Gitterbreite auf das Linienprofil und das Auflösungsvermögen, die Linienkrümmung, sowie den Einfluß von Eintritts- und Austrittsspalthöhe auf Halbwerts- und Zehntelwertsbreite, ferner die Abhängigkeit der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung von Gitterbreite und Gitterhöhe, sowie von Eintritts- und Austrittsspalthöhe bei geraden und gekrümmten Spalten. Es wurde gefunden, daß bei zunehmender Gitterbreite sich einem Hauptmaximum eine wachsende Zahl Nebenmaxima anschließen, deren Anzahl und relative Höhe von der Gitterbreite abhängen. Bei 20 mm Gitterbreite liegt ein Optimum,

bei dem das größte Auflösungsvermögen erzielt wird. Es konnte nachgewiesen werden, daß das Auflösungsvermögen in den höheren Ordnungen bei optimaler Gitterbreite trotz wesentlich größerem Gitterdrehwinkel und damit verbundener größerer Defokussierung größer ist als in der 1. Ordnung bei kleinem Drehwinkel. Es wird empfohlen, statt in höheren Ordnungen zu beobachten, Gitter mit kleinerer Gitterkonstanten (2000 Furchen/mm) zu verwenden. Die Messung der Linienkrümmung ergab gleiche Werte des Krümmungsradius der Linien in positiver und negativer Ordnung. Ein Vergleich mit den nach BEUTLER errechneten Werten ergab starke Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Radien. Die Messung der Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten als Funktion von Eintritts- und Austrittsspalthöhe ergab unter Berücksichtigung der durch den Austrittsspalt tretenden Strahlungsleistung ebenfalls als Funktion der Spalthöhen eine optimale Höhe der Spalte von 10 mm. Größere Spalthöhen führen bei der hier verwendeten Spaltbreite von 10 µ nur zur Vergrößerung von Halbwerts- und Zehntelwertsbreite, während die durch den Austrittsspalt tretende Strahlungsleistung konstant bleibt. Will man größere Spalthöhen benutzen, muß man gekrümmte Spalte verwenden. Diagramme zeigen die Abhängigkeit der Strahlungsleistung als Funktion der Spalthöhen bei gekrümmten Spalten. Es wird weiter gezeigt, daß die optimalen Spalthöhen infolge des Astigmatismus zu einer optimalen Gitterhöhe führen. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen und Überlegungen behalten ihre Gültigkeit, wenn alle Längen mit einem konstanten Faktor multipliziert werden. So ist für ein Gitter mit einem Krümmungsradius von 500 mm die optimale Gitterbreite nur 10 mm. Dasselbe gilt für die optimalen Spaltlängen.

Im letzten Kapitel wird über zwei nach verschiedenen Schleifverfahren hergestellte torische Glasflächen, die für eine Gitterteilung und Einsatz als Torusgitter in einen stigmatisch abbildenden SEYA-Monochromator vorgesehen waren, berichtet. Die beiden torischen Glasflächen waren vom reifenförmigen und tonnenförmigen Typ. Es konnte gezeigt werden, daß der Torus vom tonnenförmigen Typ nach der Teilung als Gitter im SEYA-Monochromator verwendet werden kann.

In einem letzten Absatz wird über Versuche zur Selbstherstellung einer aus Epoxyharz bestehenden achsenastigmatisch abbildenden Fläche nach einem Biegeverfahren berichtet. Die astigmatische Abbildung einer Lochblende und die stigmatische Abbildung eines Sektorensterns zeigen die Abbildungseigenschaften des so erhaltenen Epoxyharz-Torus. Es werden Vorschläge zur Verbesserung der Flächengüte des Epoxyharz-Torus gemacht.

VIII. Literaturverzeichnis

[1] SEYA, M. — Sci. of Light, Tokyo, 2 (1952) 8

[2] POWELL, Jr., W.M. — Phys. Rev., 45 (1934) 154

[3] ROBIN, S. — Rev. Opt. 33 (1954) 193, 377

[4] SALLÉ, M.; B. VODAR — C. R. Acad. Sci. (Paris) 230 (1950) 380

[5] NAMIOKA, T. — Sci. of Light, Tokyo, 3 (1954) 15

[6] GRASIMOWA, N.G.; G.P. STARZEW — Instrum. exper. Techn. 3 (1961) 539

[7] AKOPJAN, M.E.; BALJAKIN, J.J.; F.I. WILESOW — Instrum. exper. Techn. 6 (1961) 1135

[8] BERTHOLD-SCHÄFER — Optik aller Wellenlängen, Akademie-Verlag, Berlin (1961)

[9] SAMSON, J.A.R. — J. Opt. Soc. Amer. 54 (1964) 876

[10] COMES, F.J.; W. LESSMANN — Z. Naturforschg. 19a (1964) 65

[11] BEYER, K.D.; K.H. WELGE — Z. Naturforschg. 19a (1964) 19

[12] HURZELER, H.; INGHRAM, M.G.; J.D. MORRISON — J. Chem. Phys. 27 (1957) 313

[13] WEISSLER, G.L.; SAMSON, J.A.R.; OGAWA, M.; G.R. COOK — J. Opt. Soc. Amer. 49 (1950) 338

[14] SCHÖNHEIT, E. — Z. angew. Phys. 9 (1957) 171

[15] BEUTLER, H.G. — J. Opt. Soc. Amer. 35 (1945) 311

[16] GREINER, H.; E. SCHÄFFER — Optik 14 (1957) 263

[17] NAMIOKA, T. — J. Opt. Soc. Amer. 49 (1959) 446

[18] NAMIOKA, T. — J. Opt. Soc. Amer. 49 (1959) 951

[19] MAKSUTOW, D.D. — Technologie der astronomischen Optik, VEB-Verlag Technik, Berlin (1954)

[20] ZERNIKE, F. — Physica 1 (1934) 689

[21] GREINER, H.; E. SCHÄFFER Optik 15 (1958) 51

[22] EKEFORS, E. Z. Phys. 71 (1931) 53

[23] GREINER, H.; E. SCHÄFFER Optik 16 (1959) 288

[24] HABER, H. J. Opt. Soc. Amer. 40 (1950) 153

[25] NAMIOKA, T. J. Opt. Soc. Amer. 51 (1961) 4

[26] SCHTSCHEPETKIN, Y.U.P. Optika i Spektrosk. 4 (1958) 383

[27] PURCELL, J.D. J. Opt. Soc. Amer. 47 (1957) 1057

[28] GREINER, H.; E. SCHÄFFER Optik 16 (1959) 350

[29] RUNGE, C.; R. MANKOPF Z. Phys. 45 (1927) 13

[30] DIEKE, G.H. J. Opt. Soc. Amer. 23 (1933) 274

[31] RENSE, A.W.; T. VIOLETT J. Opt. Soc. Amer. 49 (1959) 139

[32] SAKAYANAGI, Y. Sci. of Light, Tokyo, 3 (1954) 1

[33] SAKAYANAGI, Y. Sci. of Light, Tokyo, 3 (1954) 79

[34] MÜTZE, K; KRUG, W.; FOITZIK, L.; G. SCHREIBER ABC der Optik, Verlag Werner Dausien, Hanau (1961) 606

[35] HASS, G.; W.W. ERBE J. Opt. Soc. Amer. 44 (1954) 669

[36] BRADFORD, A.P.; ERBE, W.W.; G. HASS J. Opt. Soc. Amer. 49 (1959) 990

Diese Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin angefertigt. Ich danke dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Lassen für die Ermöglichung der Arbeit und für sein starkes und stets förderndes Interesse an diesen Untersuchungen.

Den Herren Prof. Dr. W. Hink, Dr. E. Schönheit und Dr. G. Simonsohn danke ich für zahlreiche anregende und wertvolle Diskussionen.

Für die uneigennützige Unterstützung, die mir Herr Haake von der Firma Halle (Berlin) bei der Herstellung der benötigten Spiegel zuteil werden ließ, möchte ich mich ebenfalls bedanken.

Lebenslauf

Ich wurde am 9. November 1924 in Hannover geboren. Nach vierjährigem Besuch der Grundschule in Osnabrück wurde ich dort im Jahr 1935 in die Mittelschule aufgenommen.

Vom Jahre 1938 bis zum Jahre 1943, dem Zeitpunkt meiner Einberufung zum Wehrdienst, besuchte ich in Wittstock/Dosse, Kreis Ostprignitz, die Oberschule.

Nach Beendigung des Krieges gelangte ich 1946 nach Wittstock zurück. Ich bewarb mich um Wiederaufnahme an die dortige Oberschule und bestand am 20. Juli 1948 die Reifeprüfung.

Am 27. April 1949 wurde ich an der Philosophischen Fakultät der Freien Universität Berlin für die Fachrichtung Physik mit den Nebenfächern Mathematik, Chemie und Geologie immatrikuliert. Im Jahre 1954 bestand ich die Vorprüfung und 1957 mit einer Arbeit über "Theorie und Konstruktion eines Spektrometers mit drehbarem Gitter und feststehendem Eintritts- und Austrittsspalt für spezielle Verwendung im extremen Ultraviolett" die Hauptdiplomprüfung.

Von 1958 bis 1961 war ich als wissenschaftlicher Assistent (m.d.W.b.) und von 1961 bis 1964 als wissenschaftlicher Assistent im I. Physikalischen Institut der Freien Universität tätig. Anfang des Jahres 1960 begann ich mit der Arbeit über "Entwicklung und experimentelle Untersuchung eines SEYA-NAMIOKA-Monochromators und hierfür geeigneter torischer Spiegel", deren Ergebnisse ich hier vorlege.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: A. Dinghas, R. Honerjäger, Frau K. Kanthack, H. Lassen, W. Lautsch, F.W. Levi, H. Lichte, G. Ludwig, E. Mey, K. Molière, H.-H. Ostmann, M. Päsler, M. Richter, R. Ritter, G. Schenck, W. Stein, I. Stranski, K. Überreiter.